

**Untersuchung der niedrig-liegenden
elektrischen Dipolstärke und der Zerfalls-
struktur der semi-magischen Kerne ^{44}Ca und
 ^{140}Ce mittels elastischer Photonenstreuung
und inelastischer Protonenstreuung**

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte

Dissertation

von
Dipl.–Phys. Timo Hartmann
aus Frankfurt am Main

November 2003

Darmstadt
D 17

Dissertation eingereicht am 26. November 2003
Mündliche Prüfung am 02. Februar 2004

Prüfer

Professor Dr. rer. nat. Andreas Zilges	(Referent)
Professor Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. Achim Richter	(Korreferent)
Professor Dr. Robert Roth	
Professor Dr. Rudolf Feile	

Was wir täglich seh'n sind Dinge die wir nicht versteh'n
das Gescheh'n
lässt uns auseinander geh'n
hinein in einen Wald aus Zeichen
die Weichen sind gestellt
in einer Welt
deren Umriss uns gefällt.

Tocotronic

Ein Abend an dem sich alle Anwesenden völlig einig sind, ist ein verlorener Abend.

Albert Einstein

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Anregung und dem Zerfallsverhalten von $J^\pi = 1^-$ -Zuständen unterhalb der Teilchenschwelle in den beiden halbmagischen Kernen ^{44}Ca und ^{140}Ce .

Dazu wurde an ^{44}Ca ein Photonenstreu-Experiment am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC durchgeführt, um dessen Anregungsenergiebereich bis 10 MeV in Bezug auf elektrische und magnetische Dipol- bzw. elektrische Quadrupolstärke hochauflösend zu spektroskopieren. Diese Daten werden mit den Ergebnissen analoger Messungen an den Isotopen $^{40,48}\text{Ca}$ verglichen. Es zeigt sich, dass in ^{44}Ca mit einer Ausschöpfung der $E1$ -Energiegewichtete Summenregel ($E1$ -EWSR) von 0.39% in diesem Energiebereich etwas mehr Stärke gemessen werden konnte als in dem neutronenreicheren Kern ^{48}Ca (0.33%).

Insgesamt wurden 29 $J = 1$ -Zustände erstmals beobachtet. Durch Messungen bei verschiedenen Endpunktsenergien konnten außerdem 12 Verzweigungen in andere angeregte Zustände identifiziert und zugeordnet werden.

Um das Zerfallsverhalten von im Kern ^{140}Ce durch (γ, γ') -Experimente gefundenen $J^\pi = 1^-$ -Zustände zu untersuchen, wurden $(p, p'\gamma)$ -Experimente am Tandem-Beschleuniger des Wright Nuclear Structure Laboratory der Yale University in New Haven, CT, USA durchgeführt. Die Messung diente der Klärung der Fragestellung, ob es sich beim ersten angeregten $J^\pi = 1^-$ -Zustand bei 3.66 MeV um den gekoppelten $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -Zustand handelt. Man findet, dass die reduzierte Breite des $E2$ -Zerfalls in den 3_1^- -Zustand der $B(E2)$ -Stärke des Grundzustands-Zerfalls des 2_1^+ -Zustands entspricht, es sich somit um die Vernichtung des gleichen Quadrupol-Phonons handelt. Dies kann als Nachweis der Zwei-Phononen-Struktur des Zustands angesehen werden.

Insgesamt konnte in diesem Experiment von 23 Zuständen erstmals das γ -Zerfallsverhalten bestimmt werden.

Summary

This thesis deals with the excitation and decay pattern of $J^\pi = 1^-$ -levels in the semi-magic nuclei ^{44}Ca and ^{140}Ce .

A nuclear resonance fluorescence (NRF) experiment has been performed on ^{44}Ca at the Darmstadt superconducting electron accelerator S-DALINAC to investigate its electric and magnetic dipole- and electric quadrupole-strength distribution with high sensitivity. The results are compared to measurements on the nuclei $^{40,48}\text{Ca}$. It can be seen, that in ^{44}Ca with an exhaustion of 0.39% of the $E1$ energy weighted sum rule ($E1$ -EWSR) in the energy region up to 10 MeV more strength is observed than in the nucleus ^{48}Ca (0.33%). Overall, 29 $J = 1$ -levels in ^{44}Ca could be identified for the first time. In addition, using different endpoint energies in the NRF experiment, 12 branchings to other excited levels were isolated and assigned to initial states.

To investigate the decay pattern of $J^\pi = 1^-$ -levels in the nucleus ^{140}Ce , $(p, p'\gamma)$ -experiments have been performed at the tandem accelerator of the Wright Nuclear Structure Laboratory at Yale University in New Haven, CT, USA. The measurement was accomplished to investigate, if the first $J^\pi = 1^-$ -level at 3.66 MeV has a coupled $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -state structure. It was found, that the $B(E2)$ -strength to the 3_1^- -state approximately equals the $B(E2)$ -strength of the ground state decay of the 2_1^+ -level, and therefore can be described as the annihilation of the same quadrupole-phonon. This is the verification of the two-phonon structure of the 1^- -state.

The decay pattern of a total of 23 states could be assigned for the first time in this experiment.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	5
2.1	Isospinformalismus	5
2.2	Elektromagnetische Übergänge	7
2.3	Theoretische Modelle	10
2.3.1	Zwei-Phononen-Zustand	10
2.3.2	<i>E1</i> -Pygmy-Resonanz	12
3	Experimentelle Grundlagen	15
3.1	Kernresonanz-Fluoreszenz (KRF)	15
3.1.1	Anregungen durch Photonen	16
3.1.2	Wirkungsquerschnitt	18
3.1.3	Extraktion von Kernstrukturdaten	20
3.2	Protonenstreuung	26
3.2.1	Anregungen durch Protonen über Isobare Analog Resonanzen (IAR)	27
3.2.2	Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen	28
4	Photonenstreuung an ^{44}Ca	31
4.1	Experimenteller Aufbau	32
4.1.1	Messplatz	32
4.1.2	Detektoren	33
4.1.3	Datenaufnahme	35
4.2	Durchführung des KRF-Experiments an ^{44}Ca	36

4.3	Datenanalyse	37
4.4	Experimentelle Ergebnisse	42
4.5	Kontext	50
4.5.1	Hinweise auf einen Zwei-Phononen- $(2^+ \otimes 3^-)$ -Zustand in ^{44}Ca .	51
4.5.2	Pygmy-Resonanz	51
4.5.3	Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Rechnungen	56
5	Protonenstreuung an ^{140}Ce	62
5.1	Experimenteller Aufbau	62
5.2	Durchführung und Datenanalyse	65
5.2.1	Datenaufnahme	65
5.2.2	Datenstruktur	67
5.2.3	Analyseprogramm	68
5.3	Messung der Anregungsfunktion	80
5.4	Ergebnisse	81
5.4.1	Zerfall des Zwei-Phononen-Zustands	82
5.4.2	Zerfälle der weiteren beobachteten Zustände	88
5.5	Kontext	91
6	Schlussbemerkung und Ausblick	94
A	Protonenstreuexperiment an ^{44}Ca	98
B	Identifizierte Neutronenlinien am Darmstädter (γ, γ')-Messplatz	100
C	Ableitung von Eigenschaften elektromagnetischer Übergänge	103
	Quellenverzeichnis	106

Kapitel 1

Einleitung

Die Kernspektroskopie, d.h. die Untersuchung von Anregungsenergien und wichtigen Quantenzahlen angeregter bzw. resonanter Zustände eines Atomkerns, ist einer der Hauptbestandteile der experimentellen Kernstrukturphysik. Ihr Ziel ist es, Daten für theoretische Modelle zu liefern, welche die Eigenschaften der Atomkerne möglichst global beschreiben sollen. Die Experimente müssen dabei angepasst sein an die Fragestellungen, welche die theoretischen Modelle aufwerfen.

Die experimentellen Techniken der letzten Jahrzehnte waren typischerweise geprägt von ihrer Einschränkung auf die Spektroskopie von Isotopen in der Nähe des Tals der Stabilität. Damit war die Möglichkeit der Untersuchung von Atomkernen bezüglich eines sehr wichtigen Freiheitsgrades, des Isospins, stark eingeschränkt. Mit der Generation von Beschleunigern für radioaktive Atomkerne hat sich ein sehr weites Feld für Experimente an exotischen Systemen eröffnet. Eine ganze Reihe von Kernen mit extremem (N/Z) -Verhältnis kann untersucht werden, um deren Eigenschaften mit Modellvorhersagen zu vergleichen. Gerade bei solchen exotischen Systemen sind die theoretischen Modelle sehr empfindlich auf die Art der verwendeten Wechselwirkungspotenziale. Somit hat diese Möglichkeit der experimentellen Kernphysik große Auswirkungen auf das allgemeine Verständnis der Kernstruktur. Damit einher geht eine Vielzahl theoretischer Beschreibungen von exotischen Systemen, welche in manchen Fällen auch an bestimmten stabilen Kernen getestet werden können.

Ein besonderes Interesse wird in diesem Zusammenhang kollektiven Anregungsformen entgegengebracht, da solche Moden in der Regel in einer ganzen Klasse von Atomkernen vorkommen. Eine prominente kollektive Anregungsform sind Riesenresonanzen, welche über alle Massenregionen hinweg eingehend studiert wurden [1–3]. Veranschaulicht werden können sie jeweils mit bestimmten geometrischen Schwingungen der Kernmaterie, charakterisiert werden sie mit Hilfe ihres Drehimpulses und ihres Isospin-Charakters. So bezeichnet z.B. die isovektorielle Dipol-Riesen-Resonanz (IVGDR) eine kollektive

Entmischungsschwingung aller Neutronen und Protonen mit $J = 1$. Die Struktur solcher Riesenresonanzen sowie ihre mittlere Anregungsenergie und die in ihr vereinigte Anregungsstärke sind weitestgehend mit verschiedensten Experimentiertechniken wie z.B. (e,e') , (p,p') , (α,α') oder γ -induzierter Teilchenemission untersucht. Riesenresonanzen liegen im allgemeinen energetisch oberhalb der Neutronenseparationsenergien der jeweiligen Atomkerne.

Den Anstoß einer Diskussion um kollektive Anregungsmoden unterhalb der Neutronenschwelle lieferten Beobachtungen von niedrig-liegenden elektrischen Dipolanregungen. In diesem Zusammenhang rückte in den letzten Jahren das Phänomen der Kopplung kollektiver Anregungsformen verstärkt ins Licht. Die Untersuchung solcher sogenannter Mehr-Phononen-Anregungen [4] lieferte eine Erklärung für beobachtete $J^\pi = 1^-$ -Zustände bei ca. 3-4 MeV Anregungsenergie im Massenbereich der Seltenen Erden um den Schalenabschluss $N = 82$ und um die Region bei $Z = 50$ als kohärente Überlagerung von einzelnen Schwingungszuständen. Während sich diese Interpretation bei schweren Kernen durchsetzen konnte, gibt es diesbezüglich im mittleren Massenbereich von ca. $A = 40$ noch keinen eindeutigen Nachweis. Aufgrund der geringen Anzahl von Nukleonen erwartet man bei diesen Kernen eher geringe Kollektivität. Allerdings zeigen neuere Experimente auch hier Merkmale für diese Anregungs-Moden [5–7].

Hinweise auf eine weitere kollektive Anregungsform liefern Messungen, welche eine resonanzförmige Erhöhung der Dipol-Anregungsstärke unterhalb der IVGDR in Kernen mit Neutronenüberschuss zeigen [5, 6, 8, 9]. Aufgrund ihrer im Vergleich zur IVGDR relativ geringen Anregungsstärke ist in diesem Zusammenhang in der Literatur oft von Zwergen-(Pygmy)-Dipol-Resonanz (PDR) die Rede [10–13]. Während die IVGDR anschaulich als eine Entmischungsschwingung der Neutronen und Protonen beschrieben werden kann, ist eine Möglichkeit der Interpretation für die neue Anregungsform eine Schwingung eines aus Neutronen und Protonen bestehenden inneren Kerns gegen eine aus Überschussneutronen gebildete Neutronenhaut. Ein anderer Ansatz beschreibt diese Mode als eine Oszillation eines Clusters mit Isospin null (α -Teilchen, ^{16}O) im Restkern, was ebenfalls zu einem dynamischen Dipolmoment führt [14–16].

Ähnliche Anregungsmechanismen wurden in sogenannten Halo-Kernen wie z.B. ^{11}Li oder ^{11}Be nachgewiesen. Dort wird durch Neutronen, welche sich vereinzelt oder in Paaren in größerem mittleren Abstand zum Restkern befinden, ein Dipolmoment induziert, welches niedrig-liegende $E1$ -Stärke produziert [17–20]. Auch in den leichten Sauerstoff-Isotopen mit extremem Neutronenüberschuss konnte eine Dipol-Resonanz gemessen werden, welche auf die Schwingung einer Neutronenhaut zurückzuführen ist [21, 22].

Eine systematische Untersuchung der niedrig-liegenden elektrischen Dipolstärke ist also

notwendig, um die Natur der Anregungen im mittleren Massenbereich zu beschreiben.

Zur Spektroskopie von Niedrigspin-Zuständen im allgemeinen und elektrischen Dipolanregungen im besonderen eignet sich die Methode der elastischen Photonenstreuung bis zur Neutronenschwelle sehr gut [23, 24]. Durch den Einsatz von Bremsstrahlungs-Photonenquellen lassen sich große Energiebereiche in einer Messung abdecken. Der integrierte Wirkungsquerschnitt eines Übergangs lässt sich modellunabhängig bestimmen und liefert absolute Übergangsstärken und Lebensdauern angeregter Zustände. Bei dieser Anregung werden nahezu ausschließlich elektrische und magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolübergänge vom Grundzustand aus induziert. Der Drehimpuls lässt sich bei gg-Kernen leicht durch Messung der Winkelabhängigkeit der Intensität unter nur zwei Winkeln bestimmen. Außerdem kann man durch den Einsatz von polarisierten Strahlungsquellen im Eingangskanal oder polarisationsempfindlichen Detektorsystemen im Ausgangskanal Rückschlüsse auf die Parität des angeregten Zustands ziehen.

Zum Verständnis der Wellenfunktionen angeregter Zustände bildet neben den absoluten Grundzustands-Zerfallsstärken und den Quantenzahlen Spin und Parität das Zerfallsverhalten eines Zustands einen wichtigen Baustein. Aus Verzweigungen in andere angeregte Zustände lassen sich Aussagen über die Struktur des Zustands treffen. Damit können Rückschlüsse über dessen eventuell kollektiven Charakter gezogen werden. Die Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen ist allerdings mit der Methode der Photonenstreuung in der Regel nicht durchführbar, da ein zu kleinen Energien hin exponentiell anwachsender Untergrund den Nachweis von Linien verhindert.

Eine geeignete Möglichkeit der Untersuchung des Zerfallsverhaltens von Anregungen sind $(p, p'\gamma)$ -Experimente, in denen die vom Kern auslaufenden Protonen in Koinzidenz mit den vom Kern emittierten Photonen gemessen werden. Da die zur Anregung der Zustände mit Energien zwischen 3 und 5 MeV nötigen Protonenenergien oft im Bereich oberhalb der Coulomb-Schwelle liegen, sollte die Bevölkering der Zustände des zu untersuchenden Kerns über Isobare Analogresonanzen (IAR) [25] erfolgen. Durch die Wahl geeigneter Spins und Anregungsenergien der Resonanzen können bevorzugt Niedrigspinzustände angeregt, und deren Zerfall durch Neutronenemission aufgrund der Isospinerhaltung unterdrückt werden. Mit dieser Methode lassen sich die Verzweigungsverhältnisse bestimmter Zustände extrahieren. Allerdings können Aussagen über absolute Übergangsstärken nicht gemacht werden.

Eine Kombination dieser beiden Experimentiertechniken liefert also ein komplettes Bild der Anregungs- und Zerfallsstruktur von Niedrigspin-Anregungen in Atomkernen unter-

halb der Teilchenschwelle und trägt wesentlich zum theoretischen Verständnis von Kernanregungen bei.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Anregungsstärke und dem Zerfallsverhalten von Dipolanregungen der beiden semi-magischen Kernen ^{44}Ca und ^{140}Ce unterhalb der Teilchenschwellen. Der Kern ^{140}Ce gehört zu den $N = 82$ -Isotonen und ist wie seine gg-Nachbar-Isotone ^{138}Ba , ^{142}Nd und ^{144}Sm schon in (γ, γ') -Experimenten bis zur Neutronschwelle untersucht worden [8, 26, 27]. Die $(p, p'\gamma)$ -Methode wurde von Wilhelm *et al.* auf die Kerne ^{142}Nd und ^{144}Sm angewandt [28, 29], allerdings nur im Energiebereich bis 4750 keV, d.h. das Augenmerk dieser Messungen lag auf dem Zerfall des $|2^+ \otimes 3^-; 1^- \rangle$ -Zustands in die Zustände, welche den einzelnen Phononen „entsprechen“. Um die systematischen Untersuchungen dieses Zustands im Bereich der $N = 82$ -Isotone zu erweitern und die physikalischen Interpretationsmöglichkeiten der in einem (γ, γ') -Experiment bevölkerten 1^- -Zustände in Bezug auf die Pygmy-Dipol-Resonanz an ^{140}Ce zu verbessern, wurde an diesem Kern erstmalig ein $(p, p'\gamma)$ -Experiment bis zu Anregungsenergien von 8 MeV durchgeführt.

Die Untersuchung des Kerns ^{44}Ca ist im Hinblick auf eine PDR ebenfalls sehr interessant. Die beiden doppelt-magischen Kerne ^{40}Ca und ^{48}Ca wurden in (γ, γ') -Experimenten untersucht und ein signifikanter Unterschied in deren summierten $B(E1)$ -Zerfallsstärken festgestellt [5, 6]. Die meisten theoretischen Modelle sagen ein kontinuierliches Anwachsen des Anteils der Dipolstärke an der energie-gewichteten $E1$ -Summenregel ($E1$ -EWSR) mit zunehmender Neutronenzahl voraus. Daher wurde ein (γ, γ') -Experiment an ^{44}Ca durchgeführt um zu überprüfen, ob sich ein solches Verhalten beobachten lässt.

In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen zum Verständnis der Quellen von Dipolstärke beschrieben und das notwendige Basiswissen zum Verständnis der in Kapitel 3 beschriebenen, gewählten Anregungsmechanismen bereitgestellt. Die Kapitel 4 und 5 befassen sich jeweils mit der (γ, γ') -Messung an ^{44}Ca und dem $(p, p'\gamma)$ -Experiment an ^{140}Ce . Kapitel 6 fasst die Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick. Ein sich anschließender Anhang geht kurz auf ein $(p, p'\gamma)$ -Experiment an ^{44}Ca ein.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen zunächst die theoretischen Grundlagen der verwendeten kernphysikalischen Modelle beschrieben werden. Dies dient zur Motivation der im folgenden beschriebenen Experimente.

Das Augenmerk der vorliegenden Arbeit liegt auf der Untersuchung elektrischer Dipolstärke im Energiebereich unterhalb der Neutronenschwelle. Zunächst wird der im Laufe der nächsten Kapitel wichtige Begriff des Isospins eingeführt, dann die Natur elektromagnetischer Übergänge allgemein diskutiert, um im weiteren speziell auf $E1$ -Übergänge einzugehen.

2.1 Isospinformatismus

Die Einführung des Isospins ermöglicht die Unterscheidung grundlegender Eigenschaften von elektromagnetischen Übergängen in isoskalare und isovektorielle Anregungen. Der Isospin-Charakter gibt Aufschluss über die Rolle der Neutronen bzw. Protonen bei Anregungen und lässt somit eine Unterscheidung der zugrunde liegenden Mechanismen, z.B. kollektiver Art, zu. Desweiteren bildet der Isospinformatismus die mathematische Grundlage für die Beschreibung Isobarer Analogzustände.

Die Erkenntnisse über die Ladungsunabhängigkeit der starken Kernkraft führte 1932 zur Einführung des Isospins durch Werner Heisenberg [30, 31]. Proton und Neutron wurden durch ihn als identische Teilchen in unterschiedlichen Zuständen postuliert. Um die beiden Zustände beschreiben zu können bedient man sich des gleichen mathematischen Apparates wie im Falle des Spins. Die so eingeführten Quantenzahl wurde 1937 durch Wigner der Name “Isotopic spin” gegeben [32]. Die z-Komponente des Isospins ist festgelegt als $T_z = +\frac{1}{2}$ für Neutronen und $T_z = -\frac{1}{2}$ für Protonen. Die Vorteile des Isospinformatismus werden ersichtlich bei der Behandlung eines Systems mehrerer Nukleonen. Der gesamte

Isospin eines solchen Systems ist gegeben durch die Vektorsumme der einzelnen Isospinvektoren. Die z-Komponente ergibt sich einfach aus der Summe der z-Komponenten:

$$\vec{T} = \sum_{i=1}^A \vec{T}^i \quad (2.1)$$

$$T_z = \sum_{i=1}^A T_z^i = \frac{1}{2}(N - Z) \quad (2.2)$$

Die Aussage, die starke Kraft sei ladungsunabhängig, ist gleichbedeutend mit der Tatsache, dass der Hamiltonoperator der Wechselwirkung mit dem Isospinoperator \vec{T} vertauscht.

$$[\mathcal{H}, \vec{T}] = 0 \quad (2.3)$$

$$[\mathcal{H}, T^2] = 0 \quad (2.4)$$

Koppelt man die Isospins der einzelnen Nukleonen miteinander zum Isospin \vec{T} , so kann die z-Komponente des totalen Isospins die Werte

$$-|\vec{T}| \leq T_z \leq |\vec{T}| \quad (2.5)$$

annehmen. Die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte ergibt für einen \vec{T} -Zustand eines gebundenen Systems aus A Nukleonen, dass insgesamt $2|\vec{T}| + 1$ bezüglich des Isospins entartete Zustände existieren, welche in den Isobaren zu finden sind. Den ersten experimentellen Hinweis auf eine solche Entartung lieferte die Entdeckung der Spiegelkerne durch Fowler *et al.* [33].

Für ein System aus 2 Nukleonen bedeutet dies, dass das Di-Proton ($J = 0; T_z = -1$), das Di-Neutron ($J = 0; T_z = +1$) und ein angeregter Zustand des Deuterons ($J = 0; T_z = 0$) zusammen ein Isospin-Triplett des ($\vec{T}=1$)-Zustands eines Zwei-Nukleonen-Systems bilden. Diese drei Zustände sind allerdings nicht gebunden. Der Grundzustand des Deuterons mit $J = 1$ und $T_z = 0$ ist somit ein Isospin-Singulett des Isospin-Grundzustands $\vec{T} = 0$ des Systems zweier Nukleonen. Die Situation ist in Abb. 2.1 grafisch dargestellt.

Die Entartung des Zustands bezüglich des Isospins wird von der elektromagnetischen Wechselwirkung aufgehoben. Man findet also in den Isobaren eines Kerns zu jedem seiner Zustände einen analogen, um die Coulombenergie verschobenen Zustand mit gleichem Isospin und Spin, jedoch unterschiedlichem T_z . Solche Zustände nennt man Isobare Analogzustände.

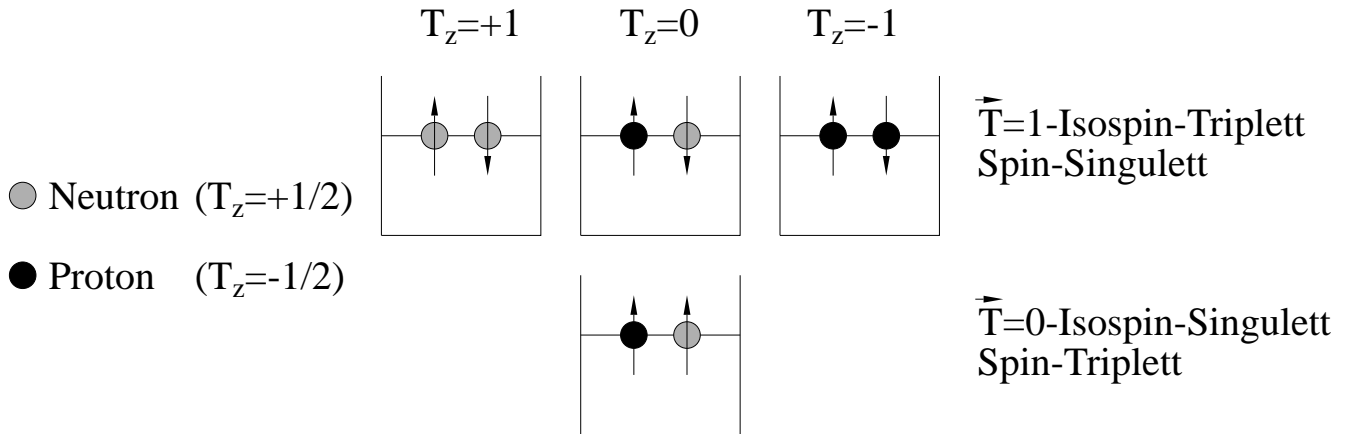


Abb. 2.1: Mögliche Zustände eines Systems aus zwei Nukleonen. Die Pfeile symbolisieren die Ausrichtung der Spins.

2.2 Elektromagnetische Übergänge

Elektromagnetische Übergänge in Atomkernen werden durch Drehimpuls und Charakter der abgestrahlten Multipolstrahlung definiert. Der Drehimpuls des Photons hängt von den jeweiligen Drehimpulsen des Ausgangs- und des Endzustands ab. Der dem Photon zugeordnete Charakter (elektrisch oder magnetisch) beschreibt die Ursache der Drehimpulsänderung. Im Falle magnetischer Übergänge handelt es sich um im Kerninneren induzierte Änderungen der Ströme. Elektrische Übergänge werden in erster Ordnung durch eine Trennung von Ladungs- und Massenschwerpunkt hervorgerufen.

Der Zerfall von Anregungszuständen im Atomkern wird durch die Eigenfunktionen der Multipolentwicklung beschrieben. So ist die totale Zerfallsbreite eines Übergangs im γ -Kanal eine Überlagerung der Partialbreiten bezüglich der verschiedenen Drehimpulse [34]:

$$\Gamma_\gamma = 8\pi k \cdot \sum_L \sum_{M, M_f} |\langle J_f M_f; T_f T_{zf} | \mathcal{H}(L, M) | J_i M_i; T_i T_{zi} \rangle|^2 \quad (2.6)$$

Die Indizes $i(nitital)$ und $f(inal)$ weisen einer Größe jeweils den Ausgangs- und den Endzustand zu. Bei J bzw. M handelt es sich um den Gesamtspin bzw. dessen Projektion auf die z-Achse, T und T_z symbolisieren den Isospin und dessen dritte Komponente, k ist die Wellenzahl. Der Hamilton-Operator $\mathcal{H}(L, M)$ enthält die Informationen über die elektromagnetische Wechselwirkung und lässt sich in separieren in einen von T_z abhängigen (isovektoriellen) und einen von ihm unabhängigen (isoskalaren) Anteil. Wendet man

das Wigner-Eckhart-Theorem auf das Übergangsmatrixelement in Gleichung (2.6) an, so erhält man folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned}
 & \langle J_f M_f; T_f T_{zf} | \mathcal{H}^{(\text{IS})} + \mathcal{H}^{(\text{IV})} | J_i M_i; T_i T_{zi} \rangle \\
 = & (-1)^{T_f - T_{zf}} \begin{pmatrix} T_f & 0 & T_i \\ -T_{zf} & 0 & T_{zi} \end{pmatrix} \cdot \langle J_f M_f; T_f | \mathcal{H}^{(\text{IS})} | J_i M_i; T_i \rangle \\
 + & (-1)^{T_f - T_{zf}} \begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -T_{zf} & 0 & T_{zi} \end{pmatrix} \cdot \langle J_f M_f; T_f | \mathcal{H}^{(\text{IV})} | J_i M_i; T_i \rangle \quad (2.7)
 \end{aligned}$$

Aus den Eigenschaften der 3 j -Symbole ergeben sich Auswahlregeln für isoskalare bzw. isovektorielle Übergänge. Daraus folgt allgemein für isoskalare Anregungen:

(i) $T_f = T_i$

(ii) $T_{zf} = T_{zi} \equiv T_z$

Isovektorielle Anregungen hingegen haben folgende Eigenschaften:

(i) $|T_f - 1| \leq T_i \leq |T_f + 1|$

(ii) $T_{zf} = T_{zi} \equiv T_z$

Desweiteren lassen sich mehrere Regeln für elektromagnetische Übergänge ableiten:

(i) Elektromagnetische Übergänge sind nur erlaubt für $\Delta T = 0, \pm 1$.

(ii) Zueinander korrespondierende, elektrische Dipolübergänge in Spiegelkernen haben gleiche Übergangsstärken.

(iii) $\Delta T = 0$ -Übergänge in selbstkonjugierten ($N = Z$)-Kernen sind verboten.

Isoskalare elektrische Dipolanregungen unterscheiden sich von isovektoriellen als auch von solchen mit $L \geq 2$ bezüglich ihres Übergangsoperators insofern, als das die erste Ordnung seiner Entwicklung in der Langwellennäherung einer Schwerpunktsbewegung, also keiner intrinsischen Kernanregung entspricht [35]. Erst unter Einbeziehung höherer Ordnungen können solche Anregungen beschrieben werden (Eine Ableitung dessen findet sich

in Anhang C).

Zum Verständnis der Natur von niedrig-liegenden $E1$ -Anregungen ist die Klassifizierung in isoskalaren bzw. isovektoriellen Charakter notwendig. Allerdings finden die vorgestellten Regeln nur Anwendung, solange der Isospin eine „gute“ Quantenzahl ist. Aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung kommt es zu einer teilweisen Nicht-Erhaltung des Isospins und dementsprechend zu einer Mischung isovektorieller und isoskalarer Anteile in Zuständen. So lassen sich Aussagen über deren Isospin-Charakter nur über den Ergebnis-Vergleich verschiedener Experimente treffen. Gemessene Anregungsstärken bei isoskalaren und isovektoriellen Proben können Auskunft darüber geben, wie stark die Mischung der beiden Anteile ist.

Photonen sind z.B. in $(N = Z)$ -Kernen nur in der Lage, isovektorielle Übergänge zu induzieren, wohingegen α -Teilchen aufgrund ihrer Kernbausteine mit $T_z = 0$ bei Messungen unter extremen Vorwärtswinkeln nur isoskalare Anregungen verursachen.

Am Beispiel des Isotops ^{40}Ca lässt sich dies illustrieren. In einem (γ, γ') -Experiment [6] (also einer isovektoriellen Probe an einem selbstkonjugierten Kern) wurde eine $L = 1$ -Anregungen beobachtet, welche als Kandidat für einen Zwei-Phononen-Zustand angesehen werden kann. Eine solche Kopplung von Oberflächenschwingungen hat allerdings isoskalaren Charakter und lässt sich mit Photonen theoretisch nicht anregen. Ausserdem sind wie erwähnt $\Delta T = 0$ -Übergänge in selbstkonjugierten Kernen verboten. Der gleiche Zustand konnte allerdings auch in $(\alpha, \alpha'\gamma)$ -Experimenten (also einer isoskalaren Probe) beobachtet und isoskalarer Charakter festgestellt werden [36]. Die allgemeine Übereinstimmung der beiden Experimente bezüglich Anregungsenergien und Spinzuweisung ist sehr gut, was die Glaubwürdigkeit der Ergebnisse unterstreicht.

Handelt es sich hier um die elementare Anregungsform eines Zwei-Phononen-Zustands, so muss eine Mischung von Zuständen mit verschiedenem Isospin vorliegen. Es ist deshalb von großem Interesse, verschiedene Sonden zur Untersuchung solcher Zustände zu benutzen.

Ganz wichtig ist eine solche Unterscheidung eben auch bei der Pygmy-Resonanz. Die Anhäufung von 1^- -Zuständen unterhalb der Neutronenschwelle wurde bis jetzt ausschließlich in (γ, γ') -Experimenten beobachtet, also mit einer Probe angeregt, welche prinzipiell Zustände isovektoriellen und isoskalaren Charakters anregen kann. Setzt man voraus, dass hier keine Mischung vorliegt, sollten isovektorielle Zustände in $(\alpha, \alpha'\gamma)$ -Experimenten [37, 38] nicht anregbar sein. An die Seite der systematischen Untersuchungen von Kernen in KRF-Experimenten müssen also noch weitere Experimente mit anderen Eigenschaften

treten, um eine Erklärung für die Herkunft der niedrig-liegenden $E1$ -Stärke zu finden.

2.3 Theoretische Modelle

Die Untersuchung der elektrischen Dipolstärke im Niederenergiebereich des Anregungsspektrums von Atomkernen erfährt in den letzten Jahren großes theoretisches Interesse [10–14, 16, 39–42]. Trotz des aufgrund der Paritätserhaltung verschwindenden statischen Dipolmoments und der daraus abgeleiteten Nicht-Existenz elektrischer Dipolstrahlung unterhalb der IVGDR konnten $E1$ -Übergänge in verschiedenen Kernen aller Massenregionen experimentell nachgewiesen werden [5, 8, 21, 43–47]. Hervorzuheben ist hierbei die Methode der Kernresonanzfluoreszenz, auf welche in Kapitel 3 näher eingegangen wird.

So wurden in den $N = 82$ -Isotonen [48] und $Z = 50$ -Isotopen [45] systematisch sowohl isolierte 1^- -Zustände bei ca. 3 MeV beobachtet, als auch eine resonanz-ähnliche Verteilung mit $L = 1$ -Charakter um 6 MeV nachgewiesen. Bei letzterer konnte zusätzlich am Beispiel von ^{138}Ba der elektrische Charakter eindeutig bestimmt werden [49].

2.3.1 Zwei-Phononen-Zustand

Die Interpretation der Daten bezüglich des isolierten Zustands bei den $N = 82$ -Isotonen legt diesen Zustand als ein Mitglied des aus der Kopplung der 2_1^+ und 3_1^- -Phononen entstehenden Quintupletts aus [28, 48]. Die Quantenzahlen dieser gekoppelten Zustände ergeben sich zu Spin $J = 1 - 5$ und negativer Parität $\pi = -1$. Empirische Hinweise für eine solche Natur dieser isolierten 1^- -Zustände liefern Systematiken über deren Anregungsenergien bzw. Grundzustands-Zerfallsstärken [7, 24]. So entspricht die Energie des isolierten Zustands ca. 90% der Summenenergie von 2_1^+ - und 3_1^- -Zustand. Desweiteren ist auch bei großen absoluten Unterschieden der Übergangsstärken die auf das Quadrat des Produkts der Deformationsparameter von Quadrupol- (β_2) und Oktupolschwingungen (β_3) normierte Übergangsstärke relativ konstant. Dies bildet im Rahmen der kollektiven Beschreibung durch Bohr und Mottelson einen starken Hinweis auf eine Zwei-Phononen-Struktur. Das durch die gekoppelten Schwingungen erzeugte Dipolmoment ist in diesem Modell gegeben durch [14, 50–52]:

$$D = -0.0065 \cdot \frac{e^2 A}{R_N C_1} \cdot Z \beta_2 \beta_3 e R_N \quad (2.8)$$

wobei R_N für den mittleren Kernradius steht und C_1 die aus der Weizsäckerschen Massenformel stammende Symmetrieenergie darstellt. A und Z symbolisieren Masse bzw. Ladung des Kerns und e ist die Elementarladung. Die induzierte Dipolstärke hängt vom Quadrat des Dipolmoments und somit von den Quadraten der Deformationsparameter [53, 54] ab. Das näherungsweise konstante Verhalten bei Normierung auf dieses Produkt untermauert den richtigen Ansatz dieses Modells.

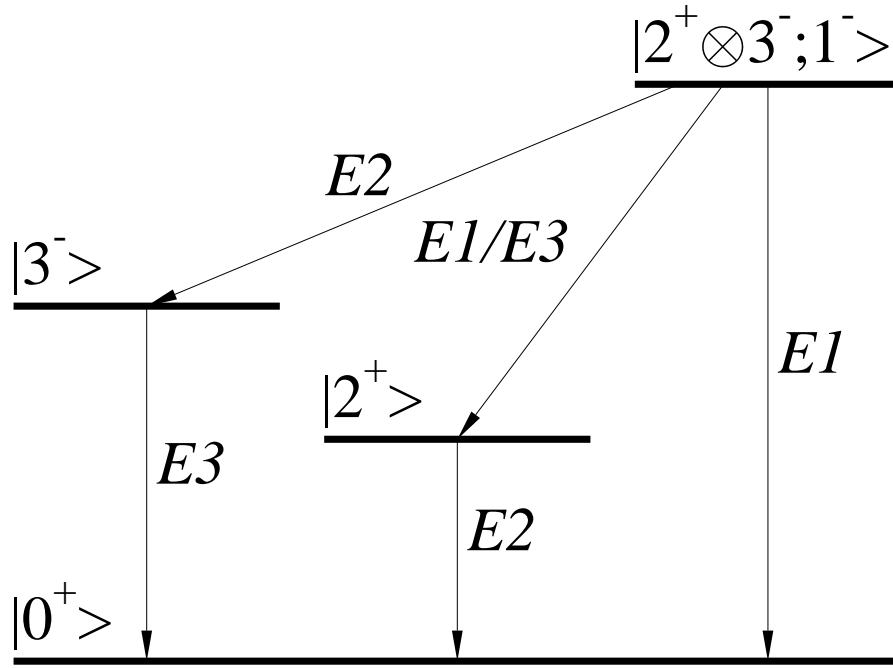


Abb. 2.2: Zerfall des $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -Zustands.

Den endgültigen Beweis für den Zwei-Phononen-Charakter des 1^- -Zustands liefern Experimente, welche den Zerfall $1_1^- \rightarrow 3_1^-$ direkt messen, und damit die $B(E2)$ -Stärken dieses Zerfalls mit dem des Grundzustands-Zerfalls des 2_1^+ -Zustands vergleichen können [28] (siehe Abb. 2.2). Bei harmonischer Kopplung sollten die reduzierten Übergangsstärken übereinstimmen, da in beiden Fällen das gleich Phonon vernichtet wird:

$$B(E2, 2_1^+ \otimes 3_1^- \xrightarrow{E2} 3_1^-) = B(E2, 2_1^+ \xrightarrow{E2} 0_1^+) \quad (2.9)$$

Diese Annahme konnte experimentell verifiziert werden, was zu einer allgemeinen Anerkennung der Interpretation als Zwei-Phononen-Zustand führte.

In den leichteren Massenregionen ist aufgrund der kleineren Anzahl von Nukleonen die Möglichkeit von kollektiven Schwingungen eingeschränkt. Allerdings gibt es auch hier Kandidaten, welche die Energie- bzw. Stärke-Systematiken erfüllen [7, 29, 48, 55]. Ein Nachweis wie bei den $N = 82$ -Kernen konnte noch nicht geführt werden.

2.3.2 $E1$ -Pygmy-Resonanz

Im Unterschied zum Charakter des Zwei-Phononen-Zustands ist die Natur und der Ursprung der resonanzartigen $E1$ -Stärkeverteilung unterhalb der Neutronenschwelle noch ungeklärt. Einen Ansatz für Systematiken liefern Messungen der $N = 82$ -Isotone [8] sowie der $Z = 82$ [56], $Z = 50$ [45] bzw. $Z = 20$ -Isotope [5, 6]. Auch für den Schalenabschluss $N = 50$ existieren Messungen [57–59]. Hier können z.B. der Anteil der Resonanz an der isovektoriellen energiegewichteten Summenregel für $E1$ -Stärke (IV-EWSR) sowie die Schwerpunktsenergie in Abhängigkeit der Kernparameter N , Z und A untersucht werden. Die isovektorielle $E1$ -Summenregel ist gegeben durch [60, 61]:

$$S(E1) = \frac{9}{4\pi} \cdot \frac{\hbar^2 e^2}{2M} \cdot \frac{NZ}{A} \quad (2.10)$$

In leichten, sogenannten Halo-Kernen wie z.B. ^{11}Li oder ^{11}Be wird durch Neutronen, welche sich vereinzelt oder in Paaren in größerem mittleren Abstand zum Restkern befinden, durch Schwingungen dieser Neutronen gegen den Restkern ein Dipolmoment induziert, welches niedrigliegende $E1$ -Stärke produziert [18–20]. Ein ähnliches Verhalten findet man in den Sauerstoff-Isotopen [21, 22, 62] und Kernen der $A = 20$ -Region [17]. Hier allerdings schwingt eine ganze Neutronenhaut gegen den Restkern. Der Unterschied zu schwereren Kernen besteht im radialen Verlauf der Nukleonendichten. Bei diesen sogenannten Skin-Kernen (wie z.B. den sehr neutronenreichen Sauerstoff-Isotopen) fällt die Neutronendichte nach aussen hin zunächst ab, um dann im weiteren Verlauf noch ein lokales Maximum zu zeigen und dann plötzlich abzufallen.

Eine Möglichkeit zur theoretischen Beschreibung der niedrig-liegenden $E1$ -Stärke ist eine hydrodynamische wie z.B. das 3-Flüssigkeits-Modell [63]. Die Erweiterung des 2-Flüssigkeits-Modells von Goldhaber und Teller [64] beschreibt den Kern als inkompressible Materie aus den Komponenten einer Protonenflüssigkeit, einer Neutronenflüssigkeit, deren Neutronen die gleichen Orbits besetzen wie die Protonen, und einer sogenannten Neutronenhaut bestehend aus den Neutronen mit abweichender Besetzung. Dieses makroskopische Bild beschreibt die IVGDR als eine kollektive Schwingung aller Neutronen gegen alle

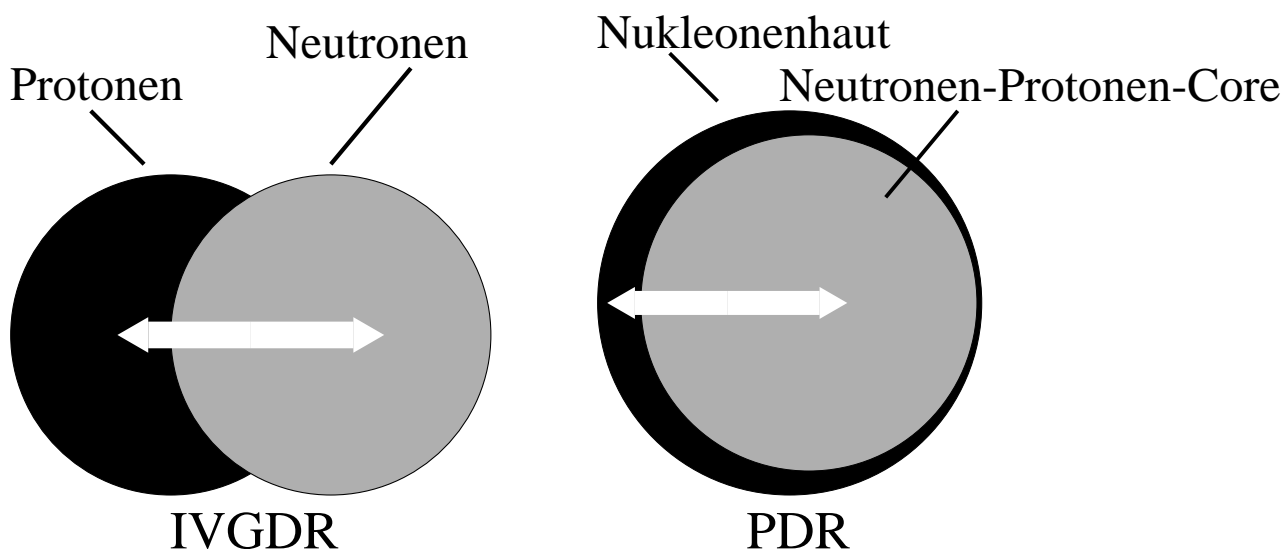


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der Schwingungen von IVGDR und PDR.

Protonen. Das entstehende dynamische Dipolmoment ist groß genug, eine starke Resonanz bei hohen Energien zu erzeugen.

Nach dieser Modellvorstellung lässt sich die Pygmy-Resonanz unterhalb der Teilchenschwelle mit einer gegenphasigen Schwingung eines aus den Neutronen und Protonen gleicher Orbits bestehenden inneren Kern gegen eine Neutronenhaut beschreiben. Die Größe des induzierten Dipolmoments und damit die summierte Übergangsstärke sollte anschaulich empfindlich von dem relativen Neutronenüberschuss abhängen. Bei kleinem Neutronenüberschuss und damit nicht vorhandener Neutronenhaut sollte das Dipolmoment und damit auch die Resonanz verschwinden. Mit wachsendem Neutronenüberschuss ist in diesem Bild ein Ansteigen der Dipol-Übergangsstärke zu erwarten. Weiterhin ist es in schweren Kernen auch vorstellbar, dass bei sehr geringem Neutronenüberschuss und damit aufgrund der Coulomb-Abstoßung vorhandener Protonenhaut letztere gegen den Restkern schwingt und auf diese Weise ein Dipolmoment erzeugt wird [11, 13, 65]. Eine Darstellung der makroskopischen Schwingungen von IVGDR und Pygmy-Dipol-Resonanz ist in Abb. 2.3 zu sehen.

Im allgemeinen überschätzen die makroskopischen Ansätze die Anregungsstärke der Pygmy-Resonanz in den Isotopen $^{40,48}\text{Ca}$ um Faktoren von ca. 5-10. Für den Verlauf der summierten Stärke wird allgemein ein kontinuierliches Anwachsen mit zunehmender Neutronenanzahl vorhergesagt. Beim Verlauf der Schwerpunktsenergie jedoch weichen die Ergebnisse der Rechnungen voneinander ab [11, 13].

Dem gegenüber stehen mehrere mikroskopische Modelle [41, 42, 66–69]. Eine recht gute Übereinstimmung der Ausschöpfung der E1-EWSR von 0.52% für ^{48}Ca (im Vergleich zum experimentell ermittelten Wert von 0.33% [5, 6]) ergaben Rechnungen im Phonon-Damping Modell [70]. Allerdings konnte der entscheidende Unterschied zwischen den beiden doppelt-magischen Isotopen $^{40,48}\text{Ca}$ nicht reproduziert werden [71–73].

Neueste Rechnungen im ETFFS-(Extended Theory of Finite Fermi Systems)-Modell beschreiben die summierten Stärken beider doppelt-magischer Isotope $^{40,48}\text{Ca}$ mit vergleichbar kleiner Diskrepanz von ca. 40% und liefern Vorhersagen für den halb-magischen „Zwischenkern“ ^{44}Ca . Laut diesem Modell sollte im Gegensatz zu allen anderen theoretischen Beschreibungen in ^{44}Ca wesentlich mehr Stärke zu finden sein als in $^{40,48}\text{Ca}$.

Kapitel 3

Experimentelle Grundlagen

In den nächsten beiden Teilen werden die Eigenschaften der eingesetzten Experimentiertechniken erläutert und die Grundlagen zur Extraktion der Observablen skizziert.

3.1 Kernresonanz-Fluoreszenz (KRF)

Die Kernresonanz-Fluoreszenz-Methode [23, 24] eignet sich ideal zur modellunabhängigen Bestimmung von Anregungsenergien, Spins, Paritäten, Übergangsstärken und K-Quantenzahlen von Niedrigspin-Zuständen. Verschiedene Messmethoden – welche sich unterschiedlicher Verfahren zur Produktion der benötigten Photonen bedienen – können verwendet werden, um verschiedene Schwerpunkte bezüglich kernphysikalischer Fragestellungen zu setzen.

Bei Kernen, über deren Niedrigspin-Struktur nur wenig bekannt ist, erfolgt die Anregung üblicherweise mit Hilfe von Bremsstrahlung. Hier wird der zu untersuchende Kern einem kontinuierlichen Photonenspektrum ausgesetzt. So können während einer Bestrahlungszeit alle Zustände mit relevanten Übergangswahrscheinlichkeiten angeregt, und deren Zerfälle beobachtet werden. Bei einer niedrigen Nachweisschwelle kann man hier von einer kompletten Spektroskopie von Niedrigspin-Zuständen im untersuchten Kern sprechen. Solche Anlagen findet man z.B. in Stuttgart (Dynamitron, $E_{max} = 4.3$ MeV) [74], Rossendorf (ELBE, $E_x = 7 - 20$ MeV) [75] und Darmstadt (S-DALINAC, $E_x = 2 - 10$ MeV [76], Ausbau auf 20 MeV geplant).

Um bei bekannter energetischer Lage eines Niveaus dieses isoliert anzuregen, werden monoenergetische Photonen verwendet. Mit dieser Methode ist es möglich, fast untergrundfrei Zerfallsverhalten und Paritäten von Zuständen zu bestimmen. Früher benutzte man dafür den Einfang thermischer Neutronen [77, 78]. Diese Methode ist allerdings auf gewisse

Energien beschränkt. Ausserdem entsteht durch die eingesetzten Neutronen hoher Strahlungsuntergrund, welcher die Interpretation der Spektren erschweren kann.

Eine neuere Technik zur Produktion monoenergetischer γ -Strahlung stellt die Laser-Compton-Rückstreu-Methode dar (siehe z.B. [79–82]). Hier werden Laser-Photonen mit monoenergetischen Elektronen kollinear zur Kollision gebracht. Dabei werden die Photonen elastisch zurückgestreut und erhalten insgesamt zweimal einen Lorentz-Boost. Es entstehen hochenergetische Photonen, deren Energie durch die variabel einstellbare Energie der Elektronen und des Lasers in einem großen Bereich frei wählbar ist. Die Polarisation der Laser-Photonen bleibt beim Streuprozess erhalten.

3.1.1 Anregungen durch Photonen

Bei der Bestrahlung eines zu untersuchenden Atomkerns mit Photonen wird dieser bei passender Energie aus seinem Grundzustand mit Drehimpuls J_0 und Parität π_0 in einen Zustand mit Drehimpuls J_x und Parität π_x angeregt. Dieser Zustand kann dann seinem Zerfallsverhalten folgend über Emission von Photonen entweder elastisch in den Grundzustand oder inelastisch in einen angeregten Zustand mit Drehimpuls J_i und Parität π_i zurück zerfallen. Dies ist in Abb. 3.1 schematisch dargestellt.

Bei dieser Reaktion werden selektiv Zustände mit kleiner Spin-Differenz zum Ausgangszustand bevölkert. Die Wahrscheinlichkeit zur Anregung sinkt mit jeder Multipolordnung um mehrere Größenordnungen. Desweiteren sind elektrische Übergänge gegenüber magnetischen stark bevorzugt [83].

Aufgrund der oben beschriebenen Eigenschaften findet die Anregung und Zerfall der Zustände in KRF-Experimenten vornehmlich über elektrische Dipol- und Quadrupolstrahlung ($E1, E2$), sowie über magnetische Dipolstrahlung ($M1$) statt. Allgemein gilt für die Multipolordnung eines Übergangs zwischen zwei Zuständen die Auswahlregel

$$|J_x - J_i| \leq L \leq |J_x + J_i|. \quad (3.1)$$

Dies bedeutet, dass es sich bei der emittierten Strahlung um solche gemischten Charakters handeln kann. In solchen Fällen kann ein Mischungsverhältnis definiert werden:

$$\delta = \frac{\langle i; J_i, m_i | \mathcal{M}(L+1) | x; J_x, m_x \rangle}{\langle i; J_i, m_i | \mathcal{M}(L) | x; J_x, m_x \rangle} \quad (3.2)$$

Hier handelt es sich bei \mathcal{M} um das Übergangsmatrixelement zwischen Ausgangs- (x) und Endzustand (i). Im allgemeinen spielt δ nur beim Verhältnis $E2/M1$ eine Rolle.

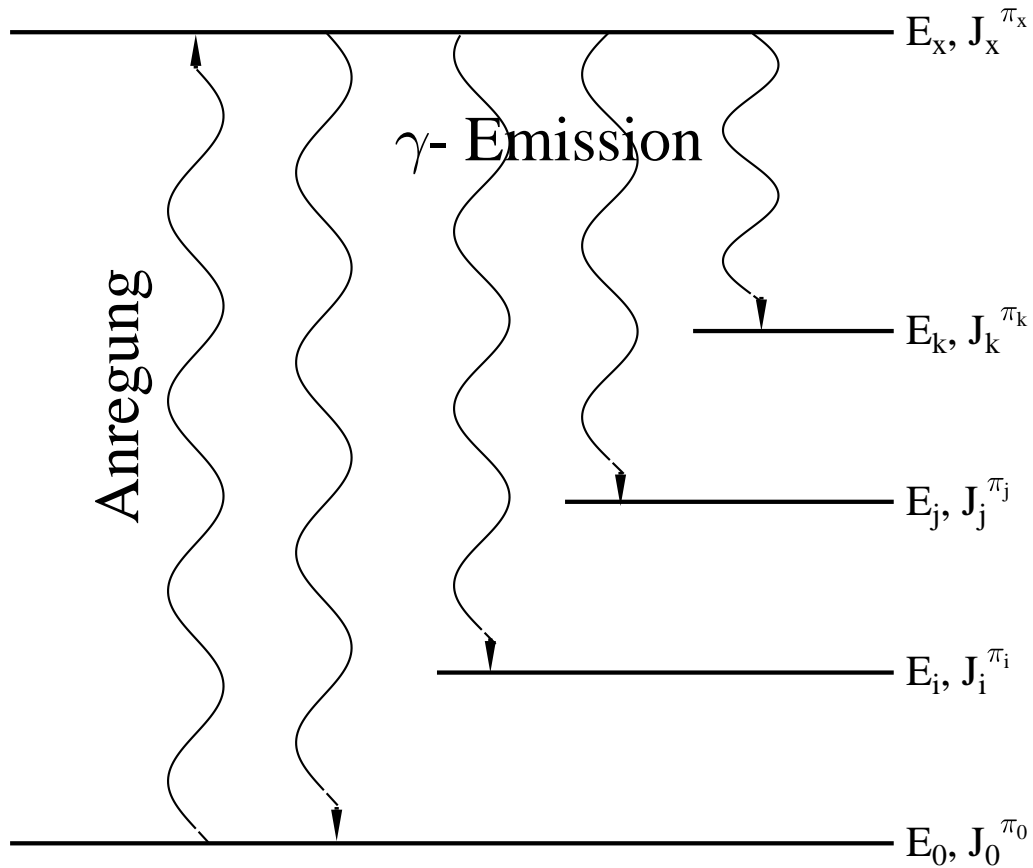


Abb. 3.1: Schematische Darstellung der Prozesse bei der Kernresonanz-Fluoreszenz. Der Kern wird aus dem Grundzustand mit Quantenzahlen $J_0^{\pi_0}$ in einen Zustand bei der Energie E_x mit $J_x^{\pi_x}$ angeregt. Anschliessend zerfällt dieser wieder durch γ -Emission entweder elastisch in den Grundzustand zurück oder inelastisch in andere angeregte Zustände.

Der Charakter der Strahlung ist über die Paritäten von Ausgangs- und Endzustand festgelegt. Hier gilt:

$$\begin{aligned}\pi_i &= (-1)^l \cdot \pi_x && \text{für elektrische Anregungen} \\ \pi_i &= (-1)^{l+1} \cdot \pi_x && \text{für magnetische Anregungen}\end{aligned}$$

Bei der Anregung spielt die Grundzustands-Übergangsbreite des Zustands die entscheidende Rolle. Ist diese zu klein, kann dieser Zustand trotz „günstiger“ Spin- und Paritätssequenz nicht angeregt werden. Einzig durch inelastische Zerfälle von energetisch höher liegenden Zuständen kann eine Bevölkerung stattfinden. Inelastische Zerfälle sind üblicherweise in KRF-Experimenten nur schwer beobachtbar, da sie sich aufgrund ihrer relativ niedrigen

γ -Energie im (exponentiell zu kleinen Energien hin ansteigenden) nicht-resonanten Photonenuntergrund befinden. Gerade bei schweren Kernen mit relativ hoher Niveaudichte muss man sich bei der Auswertung der (γ, γ') -Spektren auf elastische Zerfälle beschränken.

Trotzdem ist es in der Regel nicht auszuschließen, dass es solche inelastischen Übergänge gibt. Im allgemeinen wird der 2_1^+ -Zustand von mehreren höherenergetischen Niveaus bevölkert. Da es sich bei der extrahierten Größe um $\frac{\Gamma_0 \cdot \Gamma_i}{\Gamma}$ handelt, also die Zerfallswahrscheinlichkeiten aller inelastischen Zerfallskanäle in die gemessene Größe eingehen, weicht die extrahierte Grundzustands-Übergangsbreite Γ_0 bei unvollständiger Zerfallsinformation des Niveaus (mit Verzweigungen in andere Zustände) von der tatsächlichen Zerfallsbreiten ab. Zum anderen erscheinen die Zerfallsbreiten der über inelastische Zerfälle bevölkerten Niveaus als zu groß, da mehr Zerfälle als direkte Anregungen stattfinden.

Aus diesem Grund werden (γ, γ') -Experimente an einem Kern bei verschiedenen Endpunktsenergien durchgeführt. Somit vermindert man die Bevölkering über höherenergetische Zustände und verringert die Unsicherheit bei der Extraktion der Grundzustands-Übergangsbreiten Γ_0 .

3.1.2 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt für die γ -Anregung eines Niveaus mit Anregungsenergie E_x an der Energie E und anschließender Photonen-Emission mit Endzustand bei Energie E_i wird in der Nähe der Resonanz durch eine Breit-Wigner-Kurve folgendermaßen beschrieben:

$$\sigma_i^0(E) = \frac{\pi}{2} \cdot \left(\frac{\hbar c}{E_x} \right)^2 \cdot \underbrace{\left(\frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1} \right)}_g \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{(E - E_x)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (3.3)$$

Hier sind J_x und J_0 die Spins des angeregten und des Grundzustands, Γ_0 und Γ_i die Grundzustands- und Endzustands-Übergangsbreite und

$$\Gamma = \Gamma_0 + \sum_i \Gamma_i \quad (3.4)$$

die totale Zustandsbreite des Niveaus, welche mit dessen Lebensdauer über

$$\tau = 1 / \Gamma \quad (3.5)$$

verknüpft ist.

Aufgrund der endlichen Temperatur am Targetort bewegen sich die Atomkerne mit einer

Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung gegeben durch:

$$w(v) dv = \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T}} \cdot \exp(-Mv^2/2kT) dv \quad (3.6)$$

Diese Geschwindigkeitsverteilung ist verantwortlich für eine Dopplerverbreiterung des Peaks im Spektrum. Hier bezeichnet v die Geschwindigkeit der Atomkerne, M deren Masse, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur. Die Energieverschiebung eines Photons der Energie E bei Emission durch einen sich mit der Geschwindigkeit v bewegenden Atomkern ist gegeben durch:

$$E' = E(1 + v/c) \cdot \sqrt{(1 - (v/c)^2)} \quad (3.7)$$

mit $v \ll c$ folgt

$$E' = E(1 + v/c) \quad (3.8)$$

Daraus ergibt sich für die temperaturabhängige Energieverteilung der emittierten Photonen um die ursprüngliche Photonenenergie E :

$$w(E') dE' = \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} \cdot \exp\left[-\frac{Mc^2}{2kT} \left(\frac{E'}{E} - 1\right)^2\right] dE' \quad (3.9)$$

Diese wird mit der Abkürzung für die Doppler-Breite

$$\Delta = \frac{E}{c} \cdot \sqrt{(2kT/M)} \quad (3.10)$$

zu

$$w(E') dE' = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{(E'-E)^2}{\Delta^2}\right)}{\Delta} dE' \quad (3.11)$$

Um den totalen Wirkungsquerschnitt für alle möglichen E' zu erhalten, muss man die Lorentzform des Wirkungsquerschnitts mit der Energieverteilung der Photonen falten:

$$\sigma_i(E) = \int \sigma_i^0(E') \cdot w(E') dE' \quad (3.12)$$

Die intrinsische Linienbreite eines gebundenen Zustands liegt üblicherweise in der Größenordnung von einigen meV. Die Dopplerverbreiterung liegt abhängig von der Anregungsenergie bei einigen eV. Dem gegenüber ist die Größenordnung der durchschnittlichen

Energieauflösung eines bei KRF-Experimenten verwendeten Germanium-Detektors von $\mathcal{O}(\text{FWHM}) \approx \text{keV}$ um mehrere Zehnerpotenzen größer. Die Dopplerverbreiterung spielt somit hier keine Rolle (im Gegensatz zur Selbstabsorptions-Experimenten). Zur sinnvollen Interpretation der aufgenommenen Spektren eignet sich also nur der energieintegrierte Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned} I_i &= \int \sigma_i(E) dE \\ &= \pi^2 \cdot \left(\frac{\hbar c}{E_x} \right)^2 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{\Gamma} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Diese Größe wird aus den zu analysierenden (γ, γ') -Spektren über die Bestimmung der Peakflächen extrahiert. Aus ihr können unter bestimmten Voraussetzungen (Geometrie des Aufbaus, Kenntnis verschiedener Experimentiergrößen) die meisten relevanten Observablen extrahiert werden.

3.1.3 Extraktion von Kernstrukturdaten

Die Anzahl der während eines Experiments mit Zeitdauer t vom Detektor nachgewiesenen Ereignisse kann als Funktion der Energie geschrieben werden:

$$\begin{aligned} A_{0 \rightarrow x \rightarrow i} &= N_T \cdot \int_t \Phi(E_{max}, E_x, t') dt' \\ &\cdot \varepsilon(E_x - E_i, \Delta\Omega) \cdot I_{0 \rightarrow x \rightarrow i} \cdot W_{0 \rightarrow x \rightarrow i}(\Theta, \Delta\Omega) \end{aligned} \quad (3.14)$$

wobei sich die absolute Effizienz des Detektors aus dem Produkt der intrinsischen und der geometrischen Effizienz zusammensetzt:

$$\varepsilon(E_x - E_i, \Delta\Omega) = \varepsilon_{intr}(E_x - E_i) \cdot \varepsilon_{geom.}(\Delta\Omega) \quad (3.15)$$

$$= \varepsilon_{intr}(E_x - E_i) \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \quad (3.16)$$

Hierbei ist N_T die Anzahl der Targetkerne, $\Phi(E_{max}, E_x, t')$ die Anzahl der auf das Target pro Zeitintervall auftreffenden Photonen, wobei E_{max} die Endpunktsenergie der Photonen angibt. Die Größe $I_{0 \rightarrow x \rightarrow i}$ stellt den integrierten Wirkungsquerschnitt für die Sequenz der Anregung aus dem Grundzustand und dem anschließenden Zerfall in den Zustand i dar. Die Spins und Paritäten der Zustände dieser Sequenz gehen in die Winkelverteilung $W_{0 \rightarrow x \rightarrow i}$ der Photonen ein.

Bei für die Zeitdauer t des Experiments konstanter Endpunktsenergie E_{max} ist die Größe $\Phi(E_{max}, E_x, t')$ durch eine zeitlich konstante Funktion beschreibbar und das Integral ergibt die Anzahl der auf das Target aufgetroffenen Photonen als Funktion der Energie $N_\gamma(E_x)$:

$$A_{0 \rightarrow x \rightarrow i} = N_T \cdot N_\gamma(E_x) \cdot \varepsilon(E_x - E_i) \cdot I_{0 \rightarrow x \rightarrow i} \cdot W_{0 \rightarrow x \rightarrow i}(\Theta, \Delta\Omega) \quad (3.17)$$

Hier stellt $A_{0 \rightarrow x \rightarrow i}$ die Messgröße im Experiment dar und lässt sich aus dem Spektrum bestimmen. Die Anzahl der Targetkerne N_T kann über die bekannten Größen der Masse, Anreicherung und des Molgewichts des untersuchten Materials berechnet werden.

Multipolcharakter der Strahlung

Aufgrund der Richtungsauszeichnung durch die Strahlachse kommt es zu einer Anisotropie der γ -Emission. Die Winkelkorrelationsfunktion beschreibt diese Anisotropie in Abhängigkeit des Streuwinkels in der Streuebene Θ und des Winkels zwischen der Streuebene und dem elektrischen Feldvektor des einfallenden Photons φ [24]:

$$\begin{aligned} W(\Theta, \varphi) = & \sum_{v=\text{gerade}} A_v(1) \cdot A_v(2) \cdot P_v(\cos \Theta) \\ & + (\pm)_{L'_2} \cdot \sum_{v \geq 2, \text{gerade}} A_v(1) \cdot A'_v(2) \cdot P_v^{(2)}(\cos \Theta) \cdot \cos 2\varphi \end{aligned} \quad (3.18)$$

Die Unterscheidung $(\pm)_{L'_2}$ steht für Strahlung magnetischer (-) oder elektrischer (+) Natur. Die Unterscheidung der Entwicklungskoeffizienten $A_v(1, 2)$ der Legendre-Polynome P_v bezieht sich auf das anregende (γ_1) und das emittierte Photon (γ_2) und hängt über folgende Gleichungen mit Multipolordnung, Strahlungscharakter und Mischungsparameter zusammen:

$$\begin{aligned} A_v(1) = & \left(\frac{1}{1 + \delta_1^2} \right) \cdot [F_v(L_1 L_1 J_0 J) \\ & + 2 \cdot \delta_1 \cdot F_v(L_1 L'_1 J_0 J) + \delta_1^2 \cdot F_v(L'_1 L'_1 J_0 J)] \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} A_v(2) = & \left(\frac{1}{1 + \delta_2^2} \right) \cdot [F_v(L_2 L_2 J_i J) \\ & + 2 \cdot \delta_2 \cdot F_v(L_2 L'_2 J_i J) + \delta_2^2 \cdot F_v(L'_2 L'_2 J_i J)] \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$A'_v(2) = \left(\frac{1}{1 + \delta_2^2} \right) \cdot [-\kappa_v(L_2 L_2) \cdot F_v(L_2 L_2 J_i J)]$$

$$+ 2 \cdot \delta_2 \cdot \kappa_v(L_2 L'_2) \cdot F_v(L_2 L'_2 J_i J) + \delta_2^2 \cdot \kappa_v(L'_2 L'_2) \cdot F_v(L'_2 L'_2 J_i J)] \quad (3.21)$$

Hier stellen die $\delta_{1,2}$ die Mischungsparameter (siehe Gl.(3.2)) der elektromagnetischen Strahlung dar. Die Polarisationskoeffizienten κ_v sind wie auch die Wichtungsfaktoren F_v tabelliert [84].

Im Fall unpolarisierter Strahlung fällt die zweite Summe von Gleichung (3.18) weg, da hier kein Winkel φ ausgezeichnet ist, d.h. über die Winkelverteilung lässt sich in diesem Fall keine Parität bestimmen. Betrachtet man weiterhin die für KRF-Experimente wichtigsten Drehimpulsänderungen in einem gg-Kern (also mit $J_0^{\pi_0} = 0^+$), in welchen reine Dipol- bzw. Quadrupolstrahlung emittiert wird, so vereinfacht sich Gleichung (3.18) zu:

$$W(\Theta)_{0 \rightarrow 1 \rightarrow 0} = \frac{3}{4} \cdot (1 + \cos \Theta^2) \quad (3.22)$$

bzw.

$$W(\Theta)_{0 \rightarrow 2 \rightarrow 0} = \frac{5}{4} \cdot (1 - 3 \cos \Theta^2 + 4 \cos \Theta^4) \quad (3.23)$$

Diese Funktionen sind in Abb. 3.2 dargestellt. Man erkennt insbesondere im Fall von Quadrupolstrahlung ausgeprägte Maxima und Minima. Im Gegensatz dazu ist die Winkelverteilung im Falle der Dipolstrahlung relativ glatt mit Minima unter 90° bzw. 270° . Dies eröffnet die Möglichkeit durch die Wahl von bestimmten Streuwinkeln zwischen den beiden Multipolordnungen durch Verhältnis-Bildung der um die relativen Effizienzen korrigierten Peakflächen zu unterscheiden. Bei KRF-Experimenten sind die Winkel 90° und 127.8° den Maxima und Minima der Quadrupolstrahlungs-Verteilung entsprechend gebräuchlich. Ein weiterer Grund für die Wahl des Winkels um 127° ist die Tatsache, dass dort die Winkelverteilungsfunktion nahezu unabhängig vom Mischungsverhältnis δ ist.

Parität

Prinzipiell gibt es bei KRF-Experimenten zwei Möglichkeiten, den Multipolcharakter der Strahlung zu bestimmen. Unterschieden wird zwischen polarisierten Photonen im Eingangs- ($\vec{\gamma}, \gamma'$) und im Ausgangskanal ($\gamma, \vec{\gamma}'$)

Zur Anregung durch polarisierte Photonen kann sogenannte “off-axis”-Strahlung verwendet werden. Damit sind die Photonen am äußeren Rand einer Bremsstrahlungskeule gemeint. Dort herrscht ein Polarisationsgrad von ca. 10-30%. Durch den Einsatz von Detektoren unter dem gleichen Winkel Θ aber verschiedenen φ - Winkeln kann unterschieden

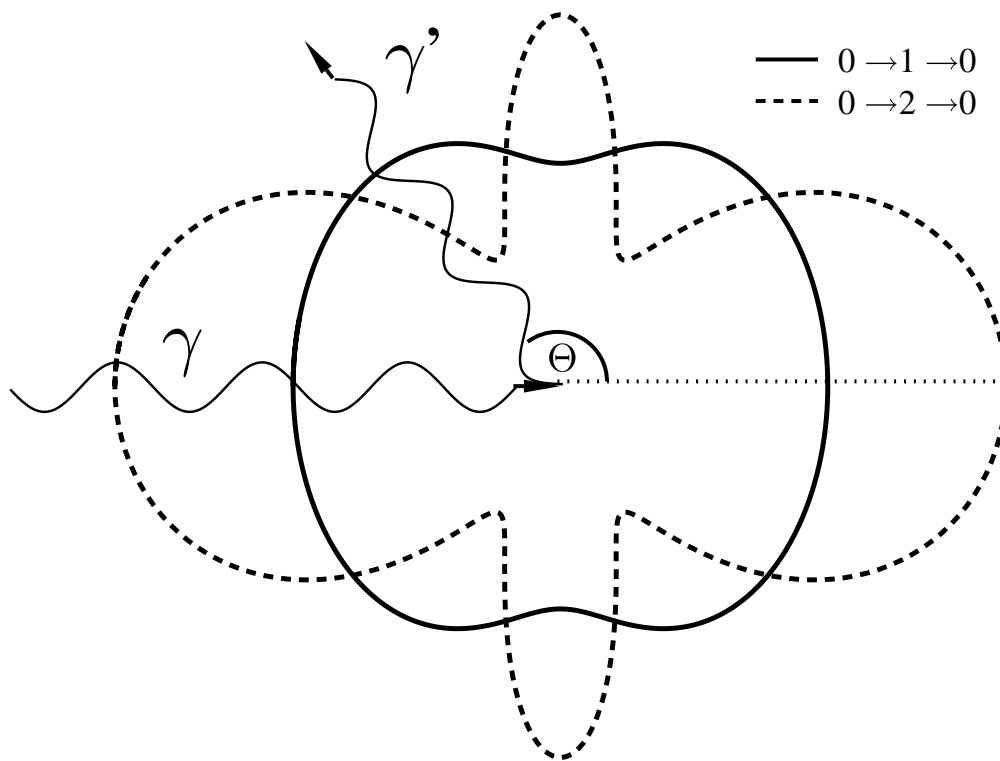


Abb. 3.2: Winkelverteilungsfunktion für reine Dipol- bzw. Quadrupolstrahlung bei einem elastischen Photonenstreuprozess am 0^+ -Grundzustand. Θ ist der Streuwinkel zwischen dem einfallenden und dem emittierten Photon.

werden, ob sich die Paritäten von Ausgangs- und Endzustand unterscheiden oder nicht (siehe Gleichung (3.18)). Im Falle von z.B. $E1$ -Strahlung werden parallel zur Polarisationsrichtung keine Photonen emittiert, wohingegen senkrecht dazu die maximale Abstrahlintensität zu beobachten ist.

Die zweite Möglichkeit zur Bestimmung der Polarisation ist die Compton-Polarimetrie [85–87]. Hier wird zur Anregung der Zustände unpolarisierte Strahlung verwendet, um dann die Polarisation der emittierten Photonen zu bestimmen. Letzteres kann mit Hilfe segmentierter Detektoren geschehen. Die Segmentierung des in Darmstadt eingesetzten Detektors ist in Abb. 3.3 schematisch dargestellt. Hier wird ausgenutzt, dass die Winkelabhängigkeit der Compton-Streuung vom Charakter der Strahlung abhängt. Elektrische Strahlung wird bevorzugt senkrecht zur Polarisationssebene (aufgespannt durch Polarisations- und Impulsvektor), magnetische Strahlung eher parallel zu ihr gestreut. Durch Koinzidenzen zwischen zwei angrenzenden Segmenten eines Detektors kann die Asymmetrie zwischen der Anzahl horizontaler und vertikaler Koinzidenzen gebildet, damit auf die bevorzugte Streurichtung geschlossen und so der Multipolcharakter bestimmt werden.

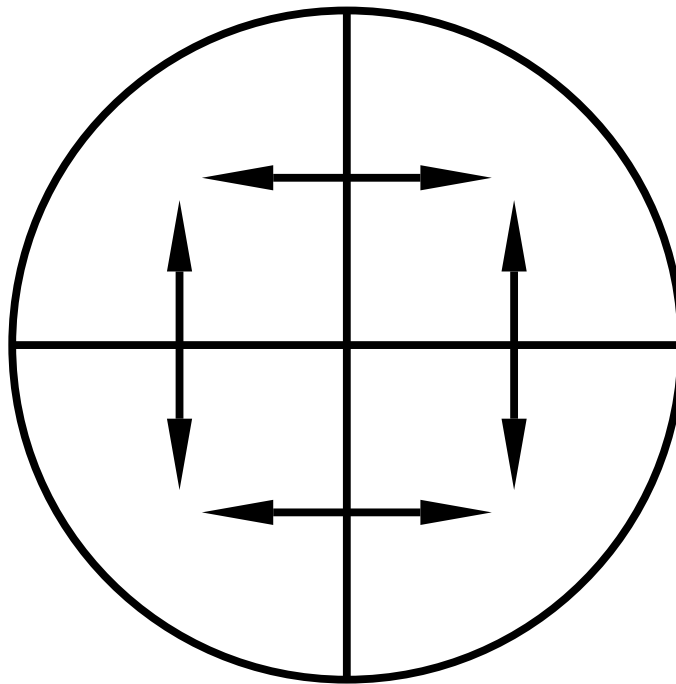


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der Segmentierung des in Darmstadt verwendeten Compton-Polarimeters. Die Pfeile deuten an, zwischen welchen Segmenten Koinzidenzen von Compton-gestreuten Photonen gemessen werden. Um magnetische von elektrischer Übergangsstrahlung zu unterscheiden wird die Differenz von vertikaler bzw. horizontaler Koinzidenz-Zählraten ermittelt.

Übergangsstärken, Halbwertsbreiten

Die Bestimmung der Übergangsstärken geschieht in (γ, γ') -Experimenten immer relativ zu einem gut bekannten Eichstandard. Bei Messungen mit Endpunktsenergien $E_{max} \leq 4$ MeV handelt es sich hierbei meist um ^{27}Al . Bei höheren Endpunktsenergien eignet sich ^{11}B sehr gut, da Level-Energien und Zerfallsbreiten genau bekannt, γ -Energien bis 8.9 MeV vorhanden sind, und die Zustandsdichte nicht zu groß ist.

Wie in Gleichung (3.17) angesprochen, benötigt man zur Bestimmung der integrierten Wirkungsquerschnitte als Messgröße den Peakinhalt aus dem gemessenen Spektrum. Außerdem ist die Winkelverteilung und damit die Kenntnis von Spin- und Paritätssequenzen von Ausgangs-, Anregungs- und Endzustand nötig, deren Bestimmung in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben wurde.

Die einzig noch zu bestimmenden Größen sind der Photonenfluss und die absolute Detektoreffizienz. Durch das gleichzeitige Mitmessen eines gut bekannten Eichstandards mit dem zu untersuchenden Material ist die Bestimmung des Produkts dieser beiden energieabhängigen Größen möglich. Man berechnet mit Hilfe der bekannten integrierten Wir-

kungsquerschnitte verschiedener Übergänge im Eichmaterial das Produkt $(N_\gamma \cdot \varepsilon)(E)$ für diese Photonenenergien. Ein Fit an diese Punkte mit einem weiteren bei der Endpunktsenergie eingeführten ($N_\gamma(E_{max}) = 0$) ergibt dann eine Funktion, deren Werte man für alle elastischen Streuprozesse verwenden kann, um den integrierten Wirkungsquerschnitt des Übergangs zu extrahieren. Im Falle von inelastischen Übergängen, also Zerfällen in andere angeregte Zustände allerdings genügt die Funktion $f = (N_\gamma \cdot \varepsilon)(E)$ nicht, da integrierter Photonenfluss und Effizienz jeweils bei anderen Energien eingehen. Kann man solche Verzweigungen beobachten, oder kennt man die Verzweigungen in den auszuwertenden Zustand, so muss man zur Bestimmung der Halbwertsbreiten die energieabhängige relative Effizienz des Detektorsystems bestimmen. Dies gelingt mit verschiedenen radioaktiven Quellen bis zu Energien von 3.5 MeV. Um den Effizienzverlauf bei höheren Energien zu beschreiben, werden üblicherweise Simulationen benutzt. Ein Fit an diese experimentellen und simulierten Datenpunkte liefert eine Funktion, mit deren Hilfe man die Effizienz und den Photonenfluss an jeder Energie berechnen kann. Kombiniert man die Gleichungen (3.13) und (3.17), so erhält man eine Formel für die allgemeine Bestimmung der Halbwertsbreiten:

$$\begin{aligned}\Gamma_{x \rightarrow i} &= \frac{1}{\pi^2 g} \cdot \left(\frac{E_x}{\hbar c} \right)^2 \cdot I_{x \rightarrow i} \cdot \left(1 + \frac{\sum_{k, k \neq 0} I_{x \rightarrow k}}{I_{x \rightarrow 0}} \right) \\ &= \frac{1}{\pi^2 g} \cdot \left(\frac{E_x}{\hbar c} \right)^2 \cdot I_{x \rightarrow i} \cdot \left(1 + \frac{\sum_{k, k \neq 0} \frac{A_{x \rightarrow k}}{N_\gamma(E_x) \cdot \varepsilon(E_x - E_k) \cdot W_{0 \rightarrow x \rightarrow k}}}{\frac{A_{x \rightarrow 0}}{N_\gamma(E_x) \cdot \varepsilon(E_x) \cdot W_{0 \rightarrow x \rightarrow 0}}} \right)\end{aligned}\quad (3.24)$$

Unter der Annahme, der Zustand zerfällt ausschließlich zurück in den Grundzustand ($A_{x \rightarrow k} = 0 \quad \forall \quad k \neq 0$), vereinfacht sich die Gleichung (3.24) zu

$$\Gamma_{x \rightarrow 0} = \frac{1}{\pi^2 g} \cdot \left(\frac{E_x}{\hbar c} \right)^2 \cdot I_{x \rightarrow 0}.\quad (3.25)$$

In die Berechnung der Zustandsbreiten geht also immer die Annahme ein, das komplette Zerfallsverhalten sei bekannt. Aufgrund des starken nicht-resonanten Untergrunds bei kleinen Anregungsenergien, kann nicht ausgeschlossen werden, dass Zerfälle in andere angeregte Zustände unbeobachtet bleiben. Doch ist gerade bei niedrigen Anregungsenergien die Zerfallswahrscheinlichkeit in andere angeregte Zustände aufgrund der kleinen Energiedifferenz unterdrückt. Zu hohen Energien hin nimmt der Untergrund rasch ab, so dass schon kleine Peakvolumina zur Detektion ausreichen, was wiederum zu einer recht hohen Sensitivität führt und bei Nichtbeobachten von Verzweigungen nur geringe Unsicherheiten mit sich bringt.

Zuordnung von Übergängen

Es findet sich eine Vielzahl von Peaks im Spektrum, die zunächst zugeordnet werden muss. Zu typischen Verunreinigungen zählen ^{16}O und ^{12}C mit wenigen Anregungszuständen bei relativ hohen Energien. Desweiteren findet man (Single- und Double-)Escape-Linien, die dadurch entstehen, dass nach einem Paarbildungsprozess und der Vernichtung eines Elektron-Positron-Paares eines der entstandenen 511 keV-Photonen aus dem Detektor entweicht. Dies kann zwar mit aktiver Compton-Unterdrückung durch BGO-Schilde effektiv, jedoch bei sehr starken Übergängen nicht vollständig unterdrückt werden. Außerdem finden sich in der Regel je nach Anreicherungsgrad des Targetmaterials noch Linien weiterer Isotope des untersuchten Elements und durch den Einfang thermischer Neutronen induzierte (n,γ) -Linien in den Spektren.

Zur Unterscheidung, ob es sich bei einem Peak um Photonen eines elastischen oder eines inelastischen Übergangs handelt, werden die Experimente bei verschiedenen Endpunktsenergien durchgeführt. Linien, die bei der niedrigeren Endpunktsenergie verschwinden obwohl sie eine Photonenenergie $E_\gamma < E_{\max}$ besitzen, stammen aus inelastischen Zerfällen von Zuständen mit $E_x > E_{\max}$. Wird die berechnete Zerfallsbreite bei niedrigeren Endpunktsenergien kleiner, so existiert eine Verzweigung in diesen Zustand.

3.2 Protonenstreuung

Protonen weisen als Projektil zur Anregung von Atomkernen ganz andere Eigenschaften auf als Photonen. Der übertragene Drehimpuls beschränkt sich nicht auf die kleinsten Einheiten. Bei niedrigen Energien wird der Kern über den Austausch von virtuellen Photonen angeregt. Diese induzieren bevorzugt $E2$ -Übergänge. Allerdings eignen sich hierfür eher Ionen höherer Ladung, da der Wirkungsquerschnitt der Coulomb-Anregung σ_{Coulomb} proportional zum Quadrat der Projektil-Ladung Z_p ist. Desweiteren werden die Protonen für niedrigere Drehimpulse bevorzugt unter kleinen Winkel gestreut, was ein relativ großes Untergrund-Problem darstellt. Zur Anregung von Zuständen mit kleinen Drehimpulsen unterhalb der Teilchenschwelle eignet sich die Coulomb-Anregung also nicht.

Bei höheren Energien kann das Proton den Coulomb-Wall durchdringen und durch die starke Kernkraft mit dem Targetkern wechselwirken. Die im Compound-Kern bevölkerten Zustände liegen im Kontinuum, d.h. es sind verschiedene Reaktionskanäle offen. Im allgemeinen liegen die Reaktionsbreiten insbesondere für Neutronenemission (da Emission

von Protonen oder schwereren Teilchen im Vergleich weiterhin durch den Coulomb-Wall unterdrückt wird) Größenordnungen über denen für γ -Emission. Dies bedeutet, man untersucht bei Analyse von aufgenommenen Teilchenspektren nicht Anregungen im Targetkern, sondern des Restkerns nach z. B. einer (p, n) -Reaktion.

Eine Möglichkeit, trotzdem den relativ leichten Nachweis von Protonen zur hochaufgelösten Detektion von Zuständen bis zur Teilchenschwelle zu nutzen, stellt die Anregung über Isobare Analogzustände dar [25]. Aufgrund der Erhaltung des Isospins ist bei einer solchen Anregung der Zerfall über Emission von Neutronen verboten. Im folgenden Kapitel soll darauf näher eingegangen werden.

3.2.1 Anregungen durch Protonen über Isobare Analog Resonanzen (IAR)

Das Besondere an energetisch nicht zu hoch liegenden Isobaren Analogzuständen ist ihre Zerfallsbreite. Obwohl sie Zustandskontinuum oberhalb der Teilchenschwelle liegen, sind diese Resonanzen relativ schmal im Bereich von 40-100 keV. Die kleinen Breiten sind darauf zurückzuführen, dass der Neutronenzerfall aufgrund der Erhaltung des Isospins behindert ist. Die Ursache für das Stattfinden der (p, n) -Reaktionen liegt begründet in der Coulomb-Wechselwirkung, welche die Isospin-Symmetrie bricht und somit für eine Mischung der IAR (oft auch als $T_>$ -Zustand bezeichnet) mit anderen angeregten Zuständen des Kerns mit einem um eins kleineren Isospin (in diesem Zusammenhang als $T_<$ -Zustand bezeichnet) sorgt. Aufgrund dieser Mischung ist ein Zerfall der IAR durch Emission von Neutronen überhaupt möglich. Sieht man von diesem Mechanismus ab, kann die Unterdrückung des (p, n) -Kanals am Beispiel von ^{44}Ca folgendermaßen veranschaulicht werden:

Koppelt man ein Proton an den Kern ^{44}Ca , so entsteht ein zu einer Anregung in ^{45}Ca ($\vec{T} = \frac{5}{2}, T_z = \frac{5}{2}$) isobarer Analogzustand in ^{45}Sc mit gleichem Isospin, jedoch einer um eins kleineren z-Komponente:

$$^{44}\text{Ca}(\vec{T} = 2, T_z = 2) \otimes p(\vec{T} = \frac{1}{2}, T_z = -\frac{1}{2}) \implies ^{45}\text{Sc}(\vec{T} = \frac{5}{2}, T_z = \frac{3}{2})$$

Der mit Hilfe der Protonen bevölkerte $\vec{T} = \frac{5}{2}$ -Zustand kann unter Annahme, der Isospin sei eine gute Quantenzahl und es existiere keine Mischung über die Coulomb-Wechselwirkung, nicht über den Neutronenkanal zerfallen, da das hypothetische Restsystem in ^{44}Sc nur einen $\vec{T} = 1$ -Zustand zu bilden in der Lage ist. Anders ausgedrückt, erzeugt man durch

Kopplung eines Neutrons an einen Zustand in ^{44}Sc mit $(\vec{T} = 1, T_z = 1)$ in ^{45}Sc einen Zustand mit $(\vec{T} = \frac{3}{2}, T_z = \frac{3}{2})$, dessen Isospin sich von denen des Zustands in ^{45}Sc unterscheidet.

$$^{45}\text{Sc}(\vec{T} = \frac{5}{2}, T_z = \frac{3}{2}) \not\Rightarrow ^{44}\text{Sc}(\vec{T} = 1, T_z = 1) \otimes n(\vec{T} = \frac{1}{2}, T_z = +\frac{1}{2})$$

Die geschilderte Situation gilt allerdings auch bei absoluter Isospinerhaltung und keiner Mischung mit $T_{<}$ -Zuständen nicht ausnahmslos. Liegt die im Zwischenkern bevölkerte Resonanz energetisch hoch genug, so ist es möglich, über Neutronenemission in angeregte $T_{>}$ -Zustände zu zerfallen, also solche, deren Isospin um eins (oder mehr) größer ist als der des Grundzustands. Anders gesagt koppelt man das Neutron an einen $(\vec{T} = 2, T_z = 1)$ -Zustand in ^{44}Sc und kann somit einen Zustand mit $\vec{T} = \frac{5}{2}, T_z = \frac{3}{2}$ erreichen.

$$^{45}\text{Sc}(\vec{T} = \frac{5}{2}, T_z = \frac{3}{2}) \Rightarrow ^{44}\text{Sc}(\vec{T} = 2, T_z = 1) \otimes n(\vec{T} = \frac{1}{2}, T_z = +\frac{1}{2})$$

In diesen Fällen ist die Zerfallsbreite der Resonanz sehr viel größer, da die Emission von Neutronen nicht wie im Fall der Protonen durch den Coulomb-Wall behindert wird und diese ungehindert aus dem Kern entweichen können. Dies führt dazu, dass Protonenstreuexperimente in diesen Fällen über Isobare Analogresonanzen nicht mehr durchführbar sind. Die gesamte Situation wird in Abb. 3.4 explizit dargestellt.

Will man allerdings das Zerfallsverhalten hochliegender Anregungen eines Kerns spektroskopieren, ist eine möglichst hohe Energie zu wählen, da die Bevölkering solcher Zustände durch die Isobare Analogresonanz mit wachsender Energiedifferenz stark zunimmt. Eine genaue Kenntniss der energetischen Lage relevanter Zustände ist also notwendig, um die Möglichkeit der Untersuchung von Kernzerfällen über Protonenstreuung festzustellen.

Im Allgemeinen werden zum Auffinden solcher Resonanzen Anregungsfunktionen gemessen. Über die Coulomb-Energieverschiebung bereits bekannter, niedrigliegender Analogresonanzen ist eine Abschätzung der energetischen Lage möglich. Aufgrund der geringen Breite der IAR muss in dem abgeschätzten Bereich in Schritten von ca. 10 keV die auf Strom oder elastische Zählrate normierte Zerfallswahrscheinlichkeit prominenter Übergänge im Spektrum untersucht werden.

3.2.2 Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen

Die Extraktion von Verzweigungsverhältnissen geschieht relativ einfach über die Bestimmung der Peakflächen und die Berücksichtigung der relativen Detektoreffizienz der γ -Detektoren. Sei X der zerfallende Zustand und Y das populierte Level so errechnet sich

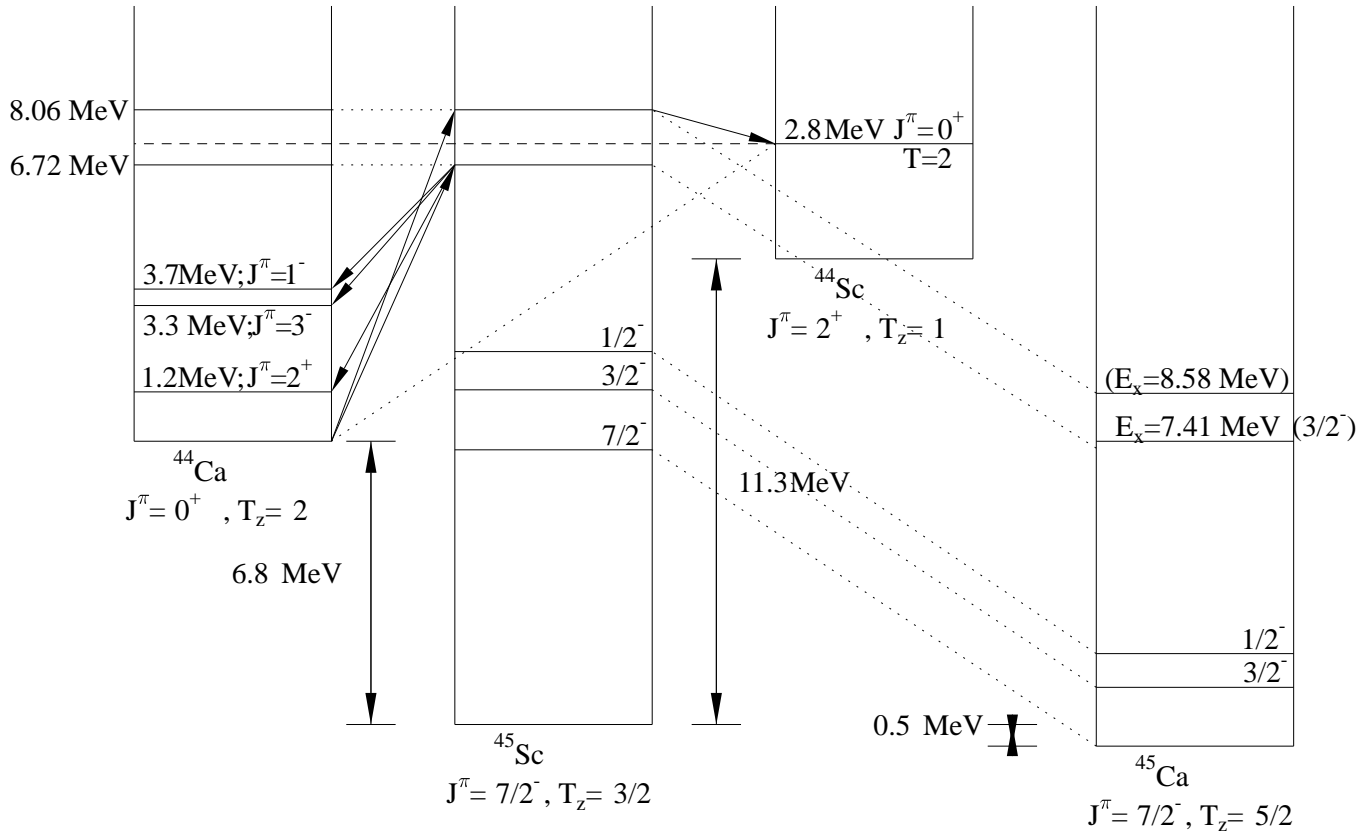


Abb. 3.4: Situation eines Protonenstreuexperimentes an ^{44}Ca . Die durchgezogenen Pfeile symbolisieren die Anregung durch Protonen bzw. die Emission von Neutronen oder Protonen. Die gepunkteten Linien verbinden isobare Analogzustände, die gestrichelte Linie zeigt die Lage des ersten $T_>$ -Zustands in ^{44}Sc an. Oberhalb dieser Energie kann der angeregte Zustand in ^{45}Sc über Neutronenemission zerfallen.

das Verzweungsverhältnis über:

$$\frac{\Gamma_{X \rightarrow Y}}{\Gamma_{X \rightarrow gs}} = \frac{A_{X \rightarrow Y}}{A_{X \rightarrow gs}} \cdot \frac{\varepsilon(E_X)}{\varepsilon(E_X - E_Y)} \quad (3.26)$$

wobei A und ε die Peakflächen und die Effizienz symbolisieren.

Richtet man das Interesse auf den Nachweis des Zerfalls des Zwei-Phononen-Zustands $|2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$, so vergleicht man die $B(E2)$ -Zerfallsstärken der Übergänge $2_1^+ \rightarrow gs$ und $1^- \rightarrow 3_1^-$ miteinander. Allgemein gilt für den Zusammenhang zwischen reduzierter Übergangswahrscheinlichkeiten und Zustandsbreite:

$$\Gamma_0 = 8\pi \cdot \sum_l \left(\frac{E_x}{\hbar c} \right)^{2l+1} \cdot \frac{l+1}{l[(2l+1)!!]^2} \cdot B(\sigma l) \quad (3.27)$$

Hier kennzeichnet σ den Charakter der Strahlung (elektrisch oder magnetisch), $B(\sigma l)$ die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit, E_x die Anregungsenergie und l den Drehimpuls des emittierten Photons. Im Fall von $E2$ -Strahlung vereinfacht sich diese Gleichung zu:

$$\frac{B(E2)_{X \rightarrow Y} \downarrow}{[\text{e}^2 \text{fm}^4]} = 1.245 \cdot 10^3 \cdot \frac{\Gamma_{X \rightarrow Y}}{[\text{meV}]} \cdot \left(\frac{[\text{MeV}]}{E_X} \right)^5 \quad (3.28)$$

Speziell für den Vergleich der Zerfälle des Zwei-Phononen-Zustands bzw. den des 2_1^+ -Zustands (also die Vernichtung des gleichen Quadrupolphonons) ergibt sich dann:

$$\frac{B(E2)_{1^- \rightarrow 3_1^-}}{B(E2)_{2^+ \rightarrow gs}} = \frac{\Gamma_{1^- \rightarrow 3_1^-}}{\Gamma_{2^+ \rightarrow gs}} \cdot \left[\frac{E_\gamma(2^+ \rightarrow gs)}{E_\gamma(1^- \rightarrow 3_1^-)} \right]^5 \quad (3.29)$$

und mit

$$\frac{\Gamma_{1^- \rightarrow gs}}{\Gamma_{1^- \rightarrow 3_1^-}} = \frac{A_{1^- \rightarrow gs}}{A_{1^- \rightarrow 3_1^-}} \cdot \frac{\varepsilon(E(1^-) - E(3_1^-))}{\varepsilon(E(1^-))} \quad (3.30)$$

folgt daraus

$$\frac{B(E2)_{1^- \rightarrow 3_1^-}}{B(E2)_{2^+ \rightarrow gs}} = \frac{\Gamma_{1^- \rightarrow gs}}{\Gamma_{2^+ \rightarrow gs}} \cdot \frac{A_{1^- \rightarrow 3_1^-}}{A_{1^- \rightarrow gs}} \cdot \frac{\varepsilon(E(1^-))}{\varepsilon(E(1^-) - E(3_1^-))} \cdot \left[\frac{E_\gamma(2^+ \rightarrow gs)}{E_\gamma(1^- \rightarrow 3_1^-)} \right]^5 \quad (3.31)$$

Mit diesen einfachen Formeln ist es möglich, modellunabhängig Verzweungsverhältnisse zu bestimmen, um die theoretischen Vorhersagen bzgl. der Zerfallsstärken zu überprüfen. Im speziellen Fall des Zwei-Phononen- $(2_1^+ \otimes 3_1^-)$ -Zustands sollte unter Annahme einer harmonischen Kopplung der Phononen eine Übereinstimmung der $B(E2)$ -Werte die beiden Zerfälle über Quadrupolphononen vorliegen.

$$B(E2)_{(2^+ \otimes 3^-; 1^-) \rightarrow 3_1^-} \equiv B(E2)_{2^+ \rightarrow gs} \quad (3.32)$$

Bei der harmonischen Kopplung zweier identischer Quadrupolphononen ergibt sich analog aufgrund der doppelten Zerfallsmöglichkeit:

$$B(E2)_{(2^+ \otimes 2^+; 2^+) \rightarrow 2^+} \equiv 2 \times B(E2)_{2^+ \rightarrow gs} \quad (3.33)$$

Die in Gleichung (3.32) beschriebene Gleichheit des 1^- -Zustands am Kern ^{140}Ce zu überprüfen ist eine Aufgabe dieser Arbeit.

Kapitel 4

Photonenstreuung an ^{44}Ca

Die Kernresonanz-Fluoreszenz-(KRF)-Experimente wurden am Injektor des Darmstädter Elektronenbeschleunigers S-DALINAC [88] durchgeführt. Am dortigen Messplatz für reelle Photonen ist es möglich, (γ, γ') -Experimente bis zu Energien von ca. 10.5 MeV mit nur sehr geringem, durch Einfang thermischer Neutronen induziertem Untergrund durchzuführen [76]. Somit deckt man im Allgemeinen den hier interessierenden Energiebereich um die Teilchenschwelle bis hin zu niedrigen Energien von ca. 3.5 MeV mit Hilfe eines Bremsstrahlungsspektrums ab. Bei noch niedrigeren Energien steigt der Untergrund durch nicht-resonante Streuung exponentiell an, was Analysen bei kleineren Energien behindert.

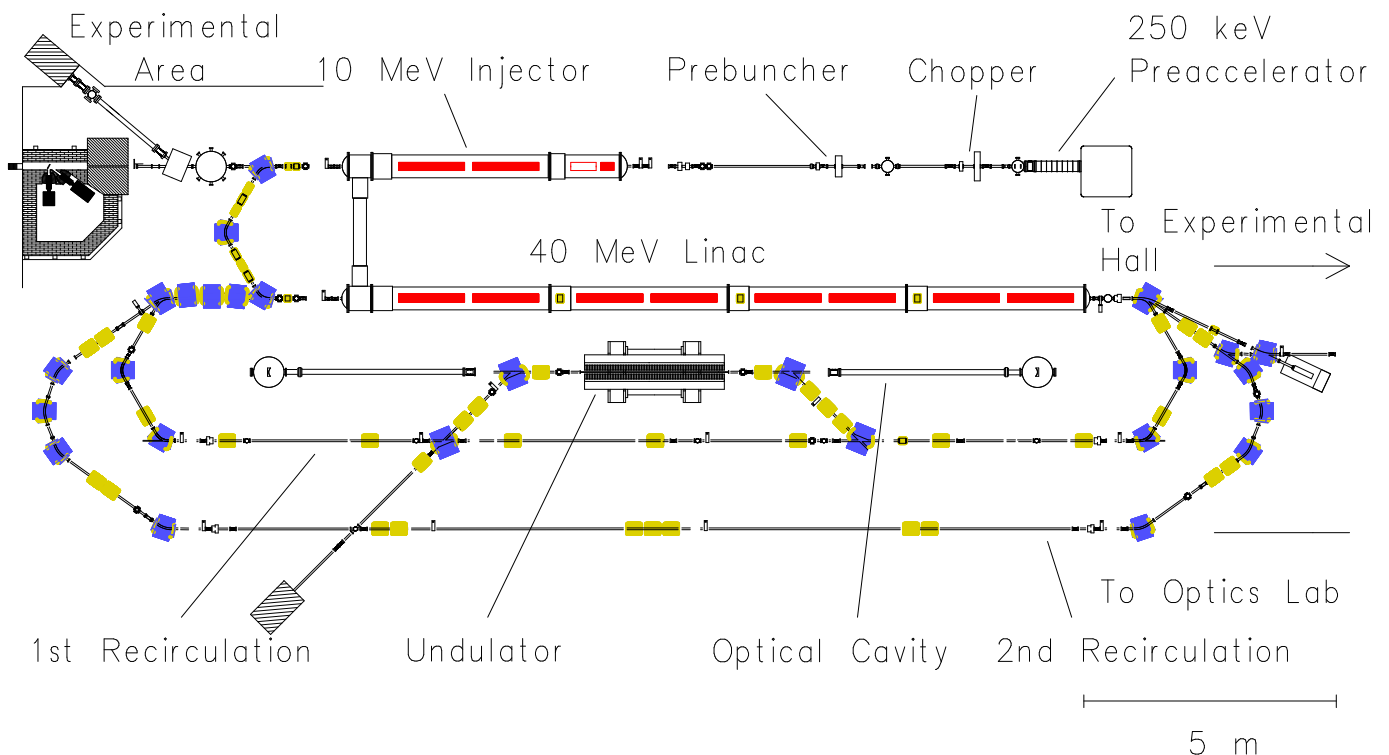


Abb. 4.1: Der supraleitende Elektronenbeschleuniger S-DALINAC. Sein Aufbau ist im Text erklärt.

Messungen an ^{208}Pb haben weiterhin gezeigt, dass in einigen Kernen auch oberhalb der Teilchenschwelle γ -Übergänge in KRF-Experimenten beobachtbar sind [9], obwohl die Zerfallsbreiten der Teilchenkanäle des γ -Zerfalls schnell dominieren. Allerdings lassen sich hier γ -Zerfallsbreiten nur unter Berücksichtigung bekannter Breiten der Teilchenkanäle extrahieren.

Eine Übersicht des Beschleunigers ist in Abb. 4.1 gezeigt. Es handelt sich um einen rezirkulierenden supraleitenden Hochfrequenzbeschleuniger. Die Elektronen werden von einer Kathode emittiert und auf 250 keV vorbeschleunigt um dann in einer normal-leitenden Sektion eine Zeitstruktur von 3 GHz aufgeprägt zu bekommen. Im Injektor bestehend aus je einer 2- bzw. 5-zelligen Einfangstruktur und zwei 20-zelligen Resonatoren können die Elektronen auf eine Energie von bis zu 11 MeV beschleunigt werden. Dieser Teil des Beschleunigers wird für (γ, γ') -Experimente, sowie für astrophysikalische Aktivierungsmessungen [89, 90] und Untersuchungen mit Channelingstrahlung [91, 92] genutzt. Desweiteren kann der Strahl in den Hauptbeschleuniger geleitet, und dort mit Hilfe von zwei Rezirkulationen (entsprechend drei Durchläufen des Hauptbeschleunigers) auf Energien von bis zu 130 MeV beschleunigt, und unter anderem zwei hochauflösenden Elektronenstreuungsspektrometern zugeführt werden [93–97].

4.1 Experimenteller Aufbau

4.1.1 Messplatz

Eine schematische Übersicht des KRF-Experimentierplatzes ist in Abb. 4.2 zu sehen. Er befindet sich hinter dem Injektor des S-DALINAC. Dort tritt der Elektronenstrahl durch ein ca. 120 μm dünnes Aluminiumfenster aus dem Strahlrohr aus und trifft auf das 14 mm dicke, rotierende und luft-gekühlte Bremstarget. In diesem werden nahezu alle Elektronen vollständig gestoppt und deren Energie in elektromagnetische Strahlung kontinuierlicher Wellenlängenverteilung („weißes“ Spektrum) konvertiert. Auf der Strahlachse und damit direkt hinter dem Konvertierungstarget befindet sich ein 95 cm langer Kollimator aus Kupfer, der durch eine konische Öffnung von 12 mm an der Eintrittsseite und 19 mm an der Strahlaustrittsseite einen klar definierten Photonenstrahl hindurchlässt. Die Materialwahl sowohl des Kollimators als auch des Bremstargets ist in der hohen Teilchenseparationsenergie der Kupfer-Isotope begründet, welche damit fast keinen (γ, n) -Untergrund erzeugen. Hinter dem Kollimator treffen die Photonen auf das Targetmaterial. Hier ist die Geometrie so gewählt, dass das Target vollständig durch den γ -Strahl bedeckt wird. Dies hat

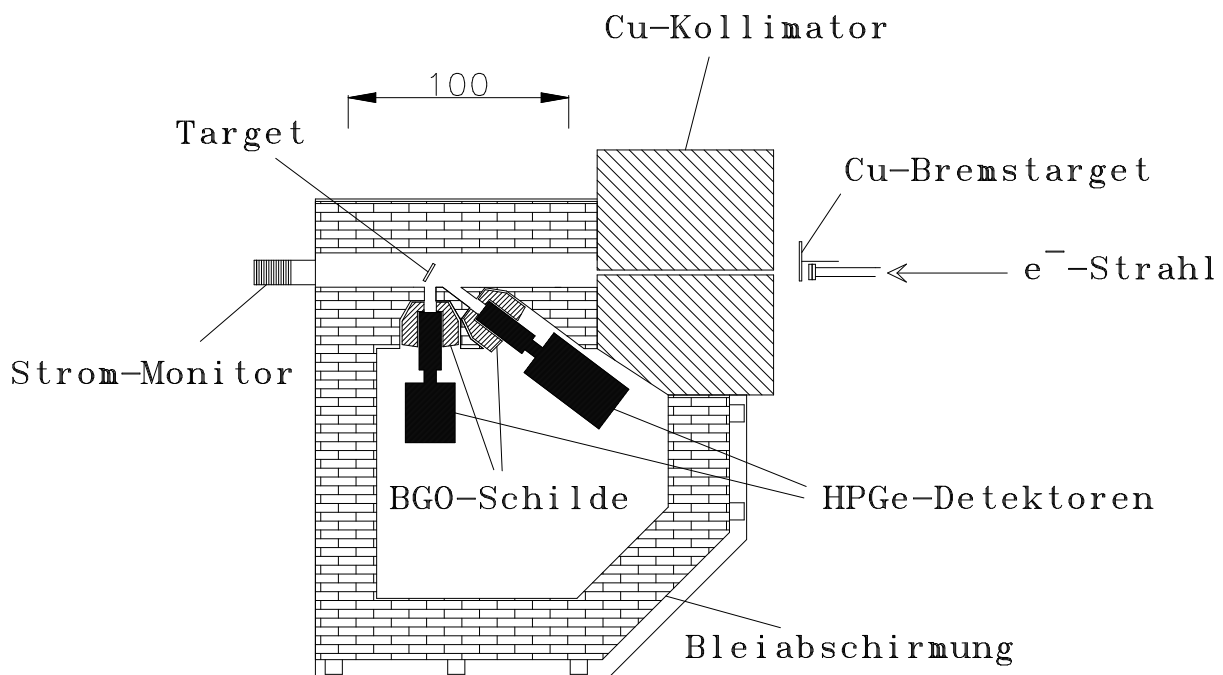


Abb. 4.2: Schematischer Aufbau des KRF-Messplatzes. Erläuterungen dazu im Text.

den Vorteil, dass eventuell verschiedene Inhomogenitäten in Eich- und Targetmaterial keinen Effekt auf die Normierung der Messgrößen bezüglich des Standards haben. Die vom Target emittierten Photonen werden dann von HPGe-Detektoren registriert, welche wiederum durch 25 mm Blei und 30 mm Kupfer vom eigentlichen Reaktionsort abgeschirmt unter den Winkeln von 90° bzw. 130° installiert sind. Die Filter zwischen Reaktionsort und Detektorposition dienen der Abschirmung der nicht-resonant gestreuten, sehr niederenergetischen Photonen. Diese erzeugen nicht nur Untergrund, sondern sind auch für sehr hohe Zählraten verantwortlich, welche das Datenaufnahmesystem zu stark belasten würden. Die Kupferschicht fängt die durch die niederenergetischen Photonen im Blei produzierte Röntgenstrahlung ab. Die Detektoren und das zu untersuchende Targetmaterial befinden sich in einem vollständig mit Blei bzw. Kupfer abgeschirmten Bunker, um sie während des Strahlbetriebs vor der starken Untergrundstrahlung zu schützen.

4.1.2 Detektoren

Bei beiden HPGe-Detektoren handelt es sich um koaxiale Detektoren mit 100% Effizienz normiert auf den $3'' \times 3''$ NaI-Standard. Ein Single-Crystal-Detektor steht unter 130° relativ zur Strahlachse, also unter Rückwärtswinkeln um den nicht-resonanten Streuuntergrund



Abb. 4.3: Teil des KRF-Aufbaus am Injektor des Darmstädter Elektronenbeschleunigers S-DALINAC. Der Strahl kommt von rechts und tritt durch ein $120\ \mu\text{m}$ dünnes Aluminiumfenster aus dem Strahlrohr. Direkt dahinter kann man das Kupfer-Bremstarget erkennen, dessen Oberfläche durch die große Hitze oxidiert ist. Weiterhin ist die Eintrittsseite des Kupfer-Kollimators zu sehen. Der Targetraum und die Detektoren sind durch große Mengen Blei abgeschirmt.

möglichst zu vermeiden. Der andere Detektor, ein 4-fach segmentiertes Polarimeter, befindet sich unter einem Winkel von 90° relativ zu den einkommenden Photonen. Diese beiden Winkel sind so gewählt, um mit Hilfe des Verhältnisses der Effizienz-bereinigten Zählraten auf die Spinsequenz von Ausgangs-, Anregungs- und Endzustand zu schließen. Die Spins von Zuständen lassen sich in (γ, γ') -Experimenten in den meisten Fällen nur bei Grundzustandsübergängen in gg-Kernen zuordnen. Andere Sequenzen mit halbzahligem Spin von Grund- bzw. angeregtem Zustand führen in der Regel zu einer fast isotropen γ -Emission, welche eine Unterscheidung mit Hilfe von Winkelverteilungen unmöglich macht. Einen weiteren Grund zur Positionierung des Polarimeters unter 90° besteht in seiner Segmentierung und damit der Möglichkeit zur Messung der Polarisation der emittierten Strahlung, da unter diesem Winkel die Polarisation der Photonen maximal ist. Bei bekannter Parität des Ausgangszustands lässt diese Information Rückschlüsse auf die Parität des angeregten Zustands zu, wie bereits in Kapitel 3.1.3 erklärt.



Abb. 4.4: Austrittsseite des Kollimators. In der Mitte des Bildes ist die Targethalterung zu sehen. Rechts vom Targethalter kann man die Bohrungen im Blei erkennen, welche direkt zu den beiden Detektoren hinter der Bleiwand führen. Zur Unterdrückung der Zählraten wurden hier Blei- und Kupferfilter eingebaut, um einen Großteil der niederenergetischen Photonen abzuschirmen.

4.1.3 Datenaufnahme

Die Daten werden gleichzeitig mit zwei verschiedenen Datenaufnahmesystemen verarbeitet. Beim ersten System werden die Energiesignale der Detektoren anti-koinzident zu einem aus den BGO-Signalen erzeugten Gate mitgeschrieben. Damit hat man ein recht störungsunanfälliges, unkompliziertes System zur Hand, mit dem man das Experiment leicht on-line überwachen kann.

Ein zweites Datenaufnahmesystem, welches auf Listmode-Komponenten basiert, lässt eine detailliertere Analyse der Daten zu. Bei (γ, γ') -Experimenten wird dieses System in Kombination mit der Compton-Polarimetrie verwendet, um Aussagen über die Parität der angeregten Zustände treffen zu können. Zeit- und Energiesignal jedes Ereignisses werden als binäre Daten gespeichert und können off-line ausgewertet werden [98].

Im Rahmen dieses Experiments wurden solche Daten aufgezeichnet und analysiert. Aufgrund zu geringer Statistik war es jedoch nicht möglich, Aussagen über Paritäten von angeregten Zuständen zu machen. Im weiteren wird deshalb nicht mehr auf diese Analyse

eingegangen.

4.2 Durchführung des KRF-Experiments an ^{44}Ca

In Tab. 4.1 sind die wichtigsten experimentellen Parameter aufgelistet. Zur Optimierung der Strahlzeit-Planung wurden Experimente teilweise parasitär durchgeführt. Dies bedeutet im konkreten Fall, dass Teile der (γ, γ') -Messung an ^{44}Ca gleichzeitig mit astrophysikalischen Aktivierungsmessungen durchgeführt wurden. Die zu aktivierenden Targets wurden vor dem Kollimator installiert, um sie einem möglichst hohen Photonenfluss auszusetzen. Der dabei im hinteren Teil des Experimentierplatzes entstehende Verlust von Photonenfluss ist vernachlässigbar und konzentriert sich hauptsächlich auf die niedrigeren Energien. Wichtig hierbei ist allerdings, dass das zu untersuchende Target auch genügend lange allein gemessen wurde, um eventuelle Veränderungen der Spektren durch Modifikationen des Photonenflusses klar zu erkennen.

Die Messung an ^{44}Ca wurde teilweise gleichzeitig mit einer dünnen Probe bestehend aus ^{197}Au und ^{nat}Re und außerdem mit einem zusammengesetzten Target aus natürlichem Tantal, Molybdän und Gold durchgeführt. Wie sich herausstellte, ließ sich die Messung mit dem Re-Target problemlos verwenden, wohingegen bei der parasitär zu Ta/Mo/Au durchgeführten Messung ein wesentlich höherer Neutronenuntergrund festzustellen war, so dass sie verworfen wurde. Bei der Analyse zeigte sich allerdings, dass sich letztere Messung sehr gut dazu eignet, durch Neutronen induzierte Untergrundlinien auszuschließen. Diese entstehen durch den Einfang thermischer Neutronen in Umgebungsmaterial. Die Neutronen werden durch (γ, n) -Reaktionen an an Kernen ausgelöst, deren Neutronenseparationsenergie kleiner ist als die Maximalenergie der Photonen. Eine genauere Beschreibung der Identifikation von (n, γ) -Linien erfolgt im nächsten Kapitel.

Tab. 4.1: Parameter des (γ, γ') -Experiments an ^{44}Ca .

Endpunktsenergie E_0	keV	9900	6300
Messdauer T	h	69.5	20.5
mittlerer Strahlstrom \bar{I}	μA	35.5	
Targetmasse $M(^{44}\text{Ca})$	mg	1082.91	
Masse Eichstandard $M(^{11}\text{B})$	mg	1293.00	

4.3 Datenanalyse

Wie schon in Kapitel 4.1 angesprochen werden die Daten mit 2 Systemen aufgenommen und können mit unterschiedlichem Fokus analysiert werden.

Der Schwerpunkt der Analyse liegt in der Untersuchung von Anregungsenergien, Drehimpulsen und Übergangsstärken der angeregten Zustände. Diese Messgrößen lassen sich mit Hilfe der durch das Programm WinTMCA [99] aufgenommenen Daten extrahieren. Dieses Programm arbeitet als Single-Channel-Analyser (SCA), nimmt die einlaufenden Spektren on-line auf und speichert sie im Abstand von 2 Stunden automatisch ab. Dadurch lassen sich temperaturabhängige Verschiebungen der gemessenen Energien leicht korrigieren. Auch im Falle eines Ausfalls von Datenaufnahme-Komponenten schützt diese Datenverwaltung vor dem Verlust großer Datenmengen.

Die so erhaltenen Spektren wurden mit dem Programm Tv [100] ausgewertet, das heisst die Kanäle, Halbwertsbreiten und Volumina der gefundenen Peaks im Anregungsspektrum wurden extrahiert.

Zur Identifikation “echter“ ^{44}Ca -Linien wurden bekannte Untergrundlinien aus Daten anderer (γ, γ') -Experimente [101–103], welche am gleichen Messplatz durchgeführt worden waren, herangezogen. Diese sind z.T. auch in Testmessungen ohne Target zu erkennen und stammen somit eindeutig aus dem Umgebungsmaterial. Desweiteren werden die Spektren nach bekannten Verunreinigungen wie ^{16}O und ^{12}C durchsucht (bei der chemischen Form des untersuchten Materials handelte es sich um $^{44}\text{CaCO}_3$) und Escape-Linien identifiziert. Trotz des wegen seiner hohen Neutronenseparationsenergie ausgewählten Umgebungsmaterials kommt es doch zu einigen durch Neutroneneinfang induzierte γ -Linien im Spektrum. Deren Identifikation ist nur in wenigen Fällen über ihre besonders große Halbwertsbreite möglich, da der Einfang von thermischen Neutronen und der anschließende Zerfall des instabilen Systems über γ -Kaskaden in vielen Situationen zu schmalen Linien führt. Die parasitär zum Photoaktivierungs-Experiment mit einem Target aus Ta/Mo/Au durchgeführten Messreihen wurden dazu verwendet, weitere Neutronenlinien zu identifizieren. In diesem Experiment war die Anzahl der produzierten Neutronen sehr viel höher als in den reinen (γ, γ') -Messungen. Daher waren die (n, γ) -Linien gegenüber den bekannten Untergrundlinien aus ^{16}O und ^{12}C und auch den Peaks aus ^{44}Ca stark erhöht, und ihre Identifikation leicht möglich. In Abb. 4.5 ist dies anhand zweier Beispiele veranschaulicht. In den allermeisten Fällen konnten die Peaks auch bekannten (n, γ) -Reaktionen zugeordnet werden. Eine Tabelle der identifizierten Neutronenlinien ist in Anhang B aufgelistet.

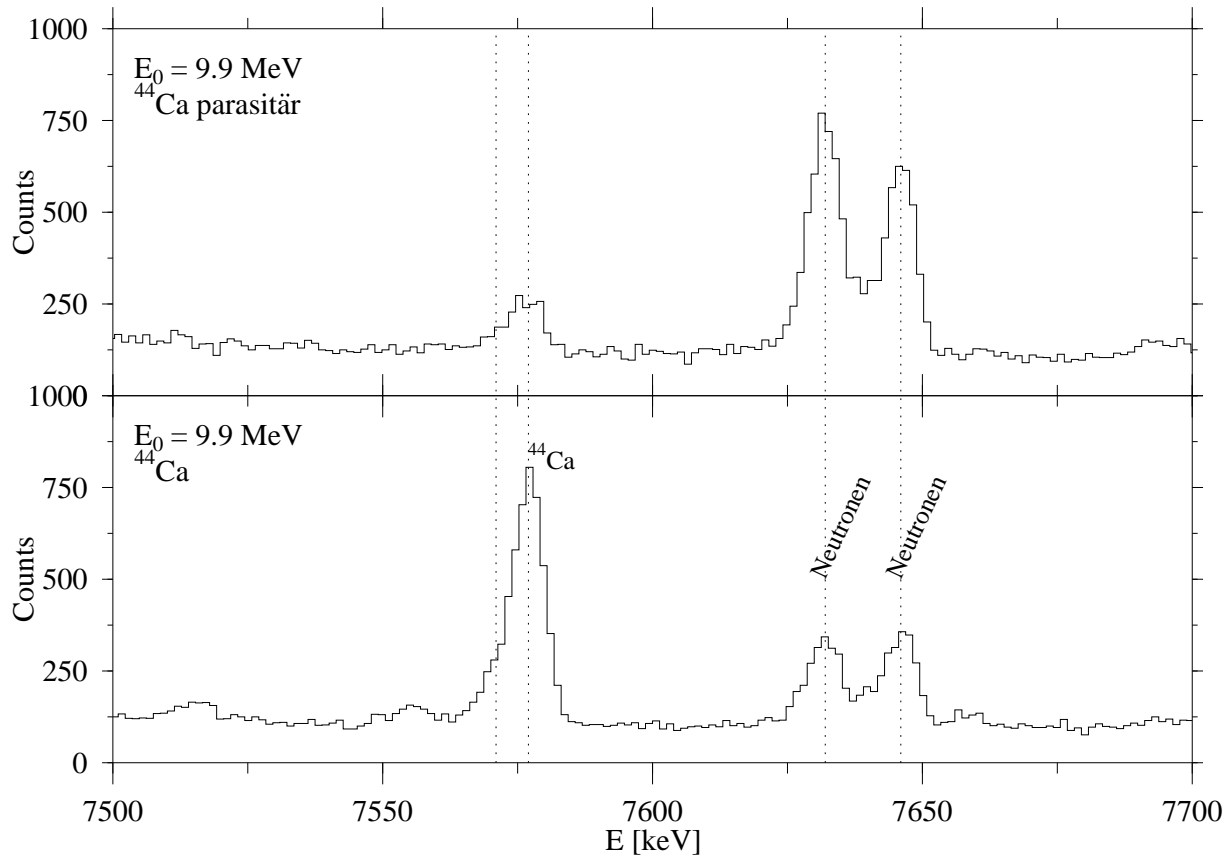


Abb. 4.5: Vergleich zweier Messungen mit reinem ^{44}Ca -Target bzw. einer parasitär durchgeführten an Ta/Mo/Au durchgeführten (γ, α) -Aktivierung. Gekennzeichnet sind zwei Peaks: zwei bei 7632 und 7646 keV, welche in der parasitär durchgeführten Messung dominieren, und zwei bei 7572 und 7578 keV, welche in der reinen ^{44}Ca -Messung herauswachsen. Eine Unterscheidung der Neutronenlinien und “echter” ^{44}Ca -Linien ist somit leicht möglich.

Die Unterscheidung von Grundzustandsübergängen und inelastischen Zerfällen wurde über einen Vergleich der Messungen mit unterschiedlichen Endpunktsenergien von 6.3 MeV und 9.9 MeV durchgeführt. Allerdings sind Unterscheidungen nur für Photonenenergien unterhalb 6.3 MeV möglich. Hierbei gelten folgende Regeln:

- (i) Linie in beiden Spektren vorhanden, Peak-zu-Untergrund-Verhältnis gleich:
Elastischer Grundzustandsübergang.
- (ii) Linie in beiden Spektren vorhanden, Peak-zu-Untergrund-Verhältnis bei $E_0 = 6.3$ MeV kleiner:

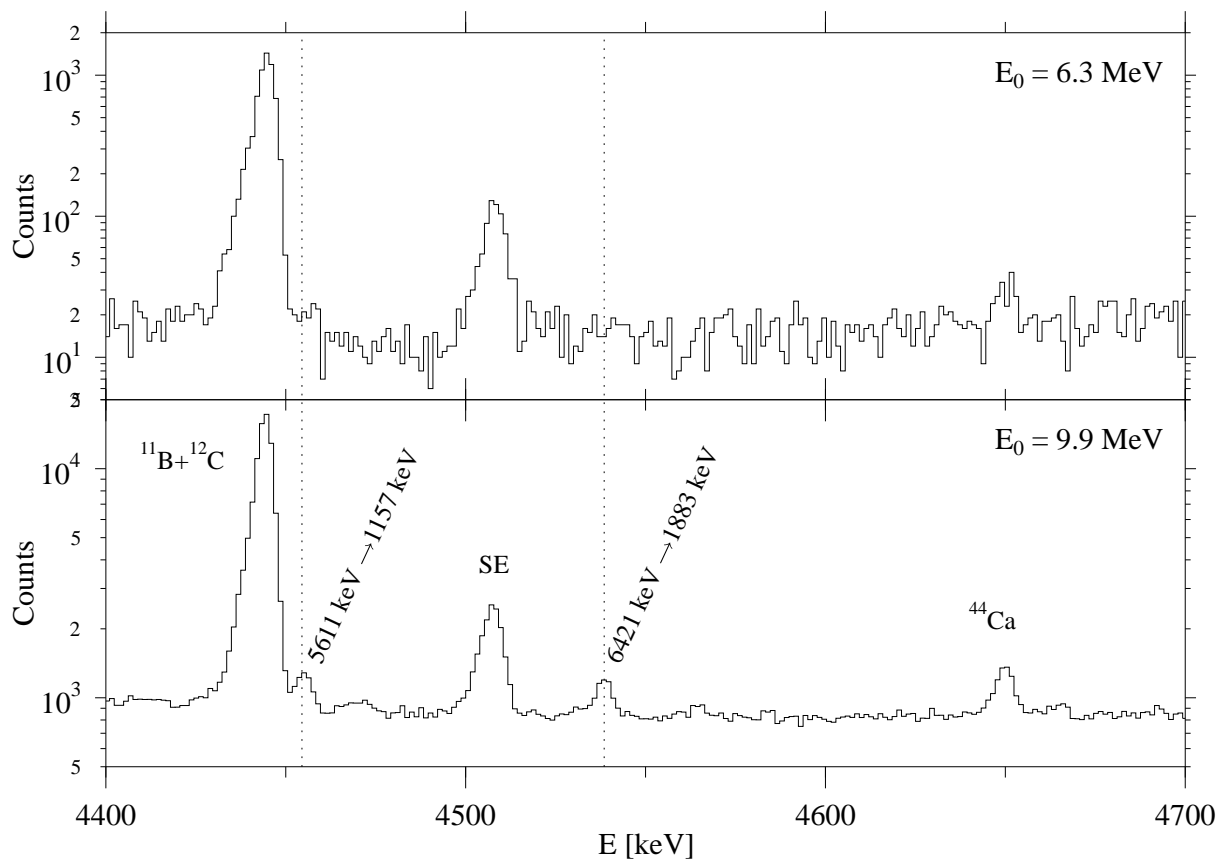


Abb. 4.6: Vergleich zweier Messungen mit 6.3 MeV (oben) bzw. 9.9 MeV Endpunktsenergie (unten) im logarithmischen Maßstab. Zu sehen sind vier Linien, welche durch Bevölkung von Zuständen bei beiden Endpunktsenergien hervorgehen. Die beiden Linien im 9.9 MeV-Spektrum bei 4454 keV und 4537 keV verschwinden im 6.3 MeV-Spektrum (gestrichelte Linien). Die zu diesen Zerfällen korrespondierenden Zustände konnten also bei dieser Endpunktsenergie nicht bevölkert werden. Es handelt sich also um inelastische Zerfälle.

- a) Grundzustandsübergang, Level wird über Zustände oberhalb 6.3 MeV bevölkert.
- b) Inelastischer Zerfall eines Levels unterhalb 6.3 MeV, welches über Zustand oberhalb 6.3 MeV bevölkert wurde.

(iii) Linie mit $E_\gamma < 6.3$ MeV nur in 9.9 MeV-Spektrum vorhanden:
Inelastischer Zerfall eines Zustands oberhalb 6.3 MeV.

Ein Beispiel der Unterscheidung ist in Abb. 4.6 zu sehen. Neben den Untergrundlinien ist ein elastischer Übergang in ^{44}Ca bei 4649 keV zu erkennen, dessen Peak-zu-Untergrund-Verhältnis bei beiden Endpunktsenergien gleich bleibt. Im Gegensatz dazu verschwindet

der Peak bei 4537 keV, der sich dem Zerfall des Zustands bei 6421 keV in den ersten angeregten 0^+ -Zustand bei 1883 keV zuordnen lässt. Einem Zerfall bei 4454 keV, welcher in der 9.9 MeV-Messung leicht zu identifizieren ist, kann im 6.3 MeV-Spektrum nur eine statistisch nicht signifikante Erhöhung zugeordnet werden. Energetisch passt diese Linie zum Zerfall des Zustands bei 5611 keV in den 2_1^+ -Zustand bei 1157 keV. Im Fall des 6.3 MeV-Experiments liegt die Energieregion um 5.6 MeV schon im zur Endpunktsenergie stark abfallenden Bereich des Photonenflusses. Daher lässt sich eine kleinere absolute Peakfläche erklären.

Sind die Linien im Spektrum dem Target und ihrem Ursprung zugeordnet, können die extrahierten Größen (Volumina, Kanal) wie in Kapitel 3.1 beschrieben analysiert werden. D. h. es werden zunächst die zur Normierung benötigten Übergänge in ^{11}B ausgewertet und das Produkt aus Effizienz ε und integriertem Photonenfluss N_γ für die jeweiligen Energien ausgerechnet. Dieses Produkt und ein Fit an die Datenpunkte ist für beide Detektoren in Abb. 4.7 zu sehen. Die zwei Kurven repräsentieren den Verlauf für Detektor bzw. Polarisimeter, wobei die Daten des Detektors zur besseren Unterscheidung mit einem Faktor 0.1 multipliziert wurden. Die Unterschiede sind erwartungsgemäß gering, da es sich um sehr ähnliche Systeme handelt.

Die erhaltenen Funktionen bilden die Grundlage zur Auswertung der ^{44}Ca -Daten. Der Wert dieser Größe kann nun für jede der ermittelten Übergangsenergien bestimmt werden. Zur endgültigen Bestimmung des integrierten Wirkungsquerschnitts der Übergänge benötigt man aus den Daten noch den Wert der Winkelkorrelationsfunktion und somit Information über den Spin des angeregten Zustands. Dazu bildet man wie beschrieben das Verhältnis der auf die Effizienzen normierten Peakflächen der einzelnen Übergänge in den verschiedenen Detektoren. Grafisch dargestellt ist dieses Verhältnis in Abb. 4.8 für alle Übergänge in ^{44}Ca und ^{11}B . Letztere haben aufgrund ihrer halbzahligen Spins eine annähernd isotrope Winkelverteilung. Mit den so erhaltenen Kernspins der Zustände lassen sich die Werte der Winkelkorrelationsfunktion für die jeweiligen Übergänge berechnen. So gelangt man über die aus der Umformung von Gleichung (3.17) erhaltenen Formel

$$I_S^{x \rightarrow i} = \frac{A_{x \rightarrow i}}{N_T \cdot N_\gamma(E_x) \cdot \varepsilon(E_x - E_i) \cdot W_{0 \rightarrow x \rightarrow i}} \quad (4.1)$$

zu den integrierten Wirkungsquerschnitten der Grundzustandsübergänge in ^{44}Ca .

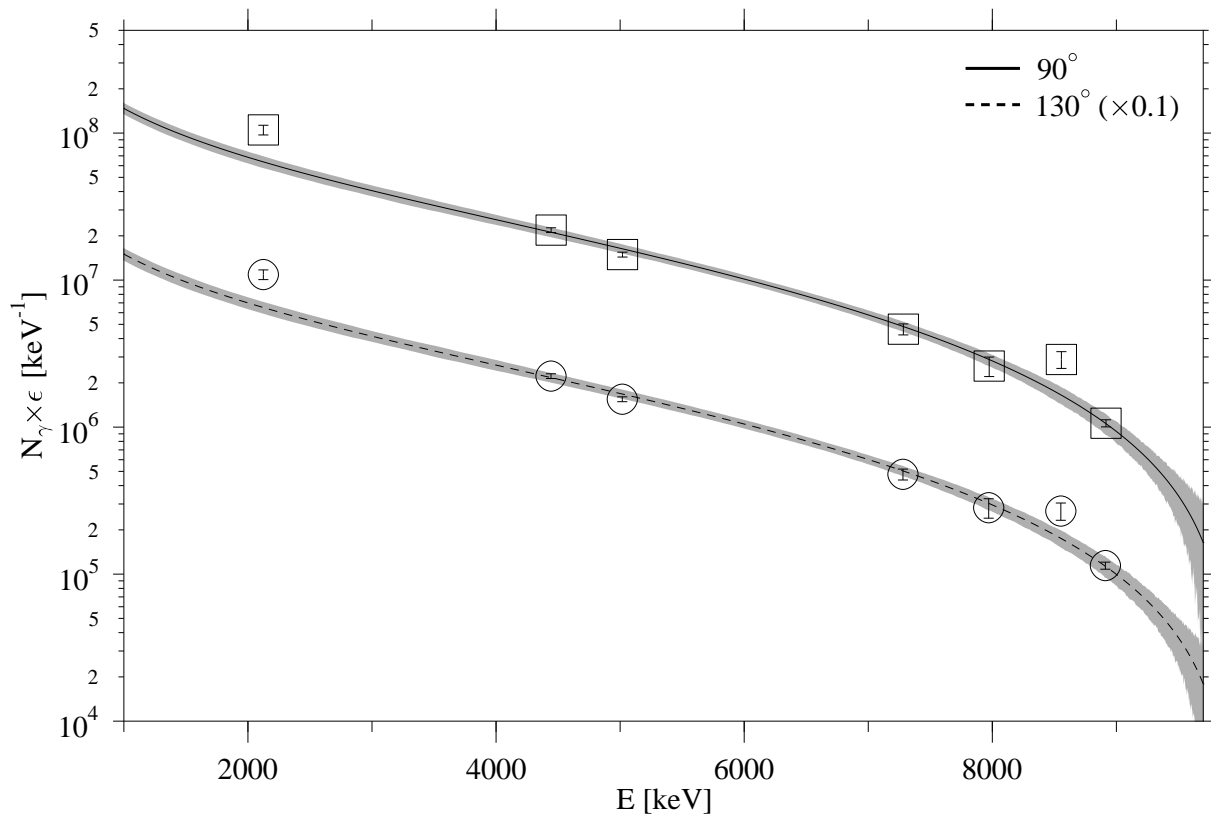


Abb. 4.7: Das Produkt $N_\gamma \cdot \epsilon$ als Funktion der Energie für die Messung bei 9.9 MeV. Die Datenpunkte sind aus der Auswertung der Übergänge in ^{11}B extrahiert. Ein Fit beschreibt die Daten und extrapoliert bis zur Endpunktsenergie, an der ein zusätzlicher Datenpunkt eingefügt wurde. Die Daten für den Detektor unter 130° wurden mit einem Faktor 0.1 multipliziert, um zwischen den beiden Detektoren unterscheiden zu können.

Inelastische Übergänge im Kern erfordern eine etwas detailliertere Analyse. Hier genügt es nicht – wie in Kapitel 3.1 angesprochen – das Produkt von Effizienz und integriertem Photonenfluss zu bestimmen. In diesen Fällen weicht die Energie des Übergangs (bei der die Effizienz eingeht) von der Anregungsenergie (bei der der Photonenfluss eingeht) ab. Daher werden die Detektor-Effizienzen mit Hilfe mehrerer radioaktiven Quellen ($^{56,60}\text{Co}$, ^{137}Cs und ^{22}Na) bis zu Energien von ca. 3.5 MeV bestimmt. Bei höheren Energien führt man GEANT-Simulationen [104] durch und passt diese an die experimentell ermittelten Werte an. So lassen sich die beiden Funktionen für Photonenfluss N_γ und Effizienz ϵ voneinander separieren.

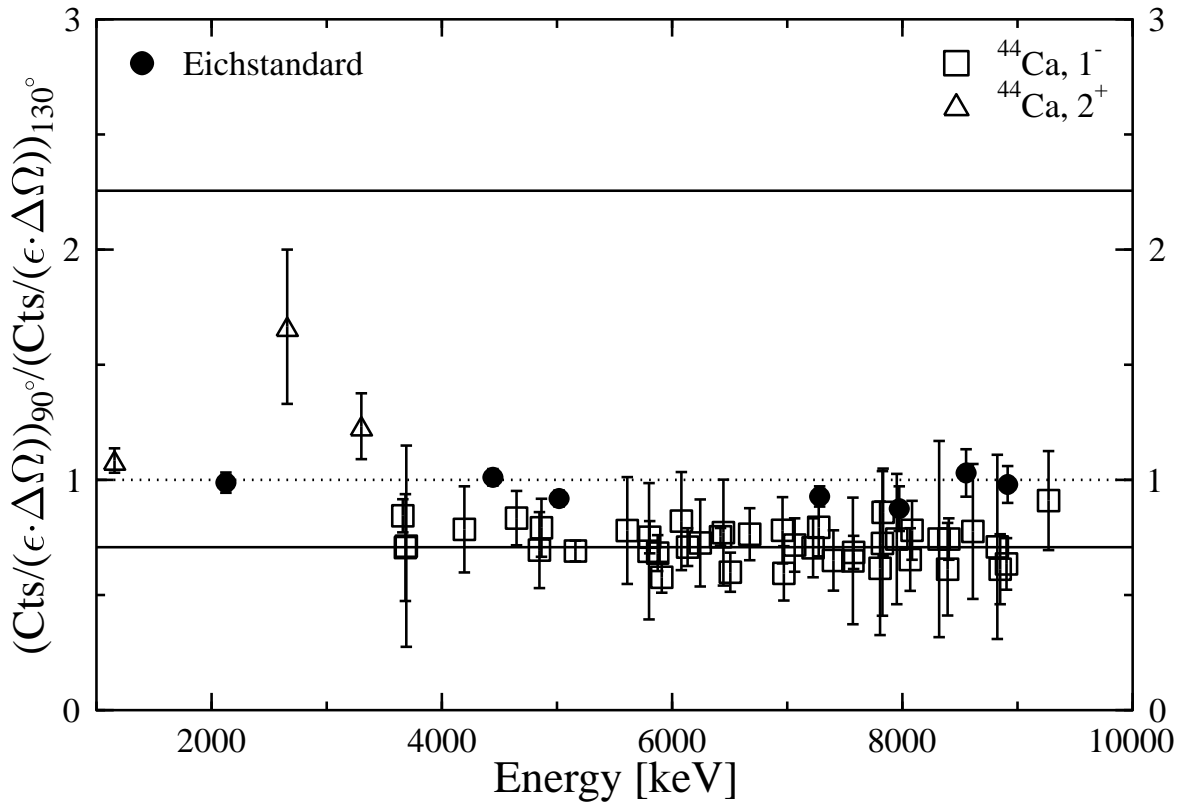


Abb. 4.8: Bestimmung der Spins (Gesamtdrehimpulse) der angeregten Zustände in ^{44}Ca . Die Punkte zeigen die Daten der Übergänge in ^{11}B , welche annähernd isotrope Winkelverteilungen aufweisen. Ange deutet sind die theoretischen Werte für reine Spinsequenzen $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ bei ca. 0.79 und $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ bei ca. 2.15. Eine Fütterung der sehr niedrig liegenden Zustände führt zu einer Verschiebung der Datenpunkte zu isotroper Verteilung hin.

4.4 Experimentelle Ergebnisse

Ein Spektrum der 9.9 MeV-Messung ist in Abb. 4.9 zu sehen. Gekennzeichnet sind die Linien des Eichstandards ^{11}B und exemplarische, durch den Einfang thermischer Neutronen in Umgebungsmaterial entstehende Peaks. Man erkennt eine Erhöhung der Liniendichte um 7 MeV. Der vergrößerte Ausschnitt dieser Energieregion zeigt, dass es aufgrund der exzellenten Energieauflösung der HPGe-Detektoren möglich ist, alle Peaks trotz der hohen Zustandsdichte auszuwerten.

Die Ergebnisse der Messung bei 9.9 MeV bzw. 6.3 MeV maximaler Photonenenergie sind in Tab. 4.2 und Tab. 4.4 zusammengefasst. Verzweigungen konnten bei 6.3 MeV End-

punktsenergie nicht mehr beobachtet werden.

In Tab. 4.4 sind zum Vergleich zusätzlich die Lebensdauern des 9.9 MeV-Experiments angegeben. Hier ist zu erkennen, dass in den meisten Fällen die Lebensdauern im Experiment mit der niedrigeren Endpunktsenergie größer sind als in dem mit 9.9 MeV. Dies liegt an der unterdrückten Fütterung der Zustände. In einigen Fällen existiert Übereinstimmung der extrahierten Lebensdauern der beiden Experimente, was auf eine generell niedrige Fütterungsrate des jeweiligen Zustands hindeutet. Ist die Lebensdauer im 6.3 MeV-Experiment kleiner als die des 9.9 MeV-Experiments, so deutet dies auf Unsicherheiten in der Extraktion der Linienflächen hin. Dies spiegelt sich in den angegebenen Fehlern der Werte wieder. Im folgenden werden die einzelnen Zustände im Hinblick auf schon vorhandene Daten

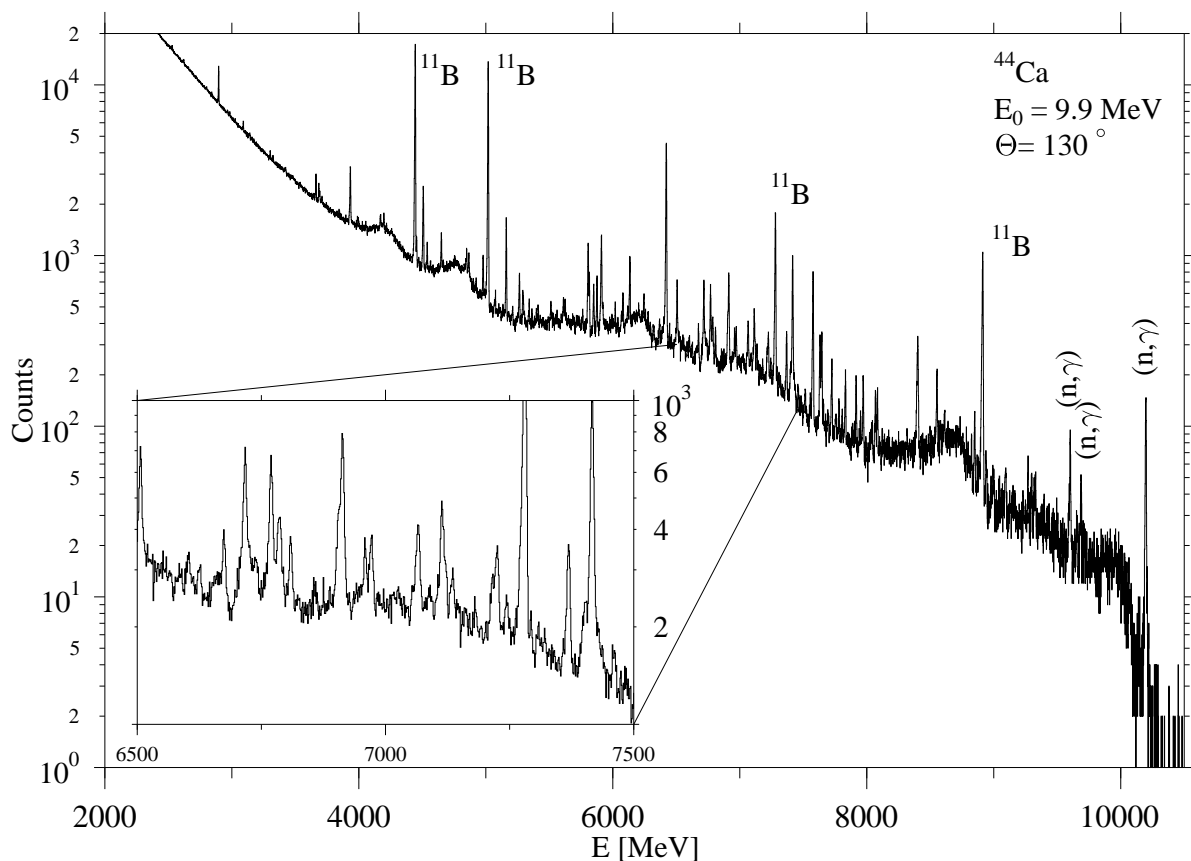


Abb. 4.9: (γ, γ') -Spektrum bei einer Endpunktsenergie von 9.9 MeV aufgenommen unter einem Streuwinkel von 130° . Gekennzeichnet sind Übergänge des ^{11}B -Eichstandards und prominente (n, γ) -Linien. Man erkennt ein Anwachsen der Liniendichte zwischen 5.5 MeV und 8 MeV. Der Ausschnitt zeigt einen Teil dieses Bereichs zwischen 6.5 MeV und 7.5 MeV. Die Energieauflösung der HPGE-Detektoren liegt in diesem Bereich bei ca. 7 keV.

diskutiert.

Zustände mit $J = 2$

Es konnten in diesem Experiment keine neuen $J = 2$ -Zustände identifiziert werden. Beobachtet wurden nur die ersten drei 2^+ -Zustände bei Energien von 1157 keV, 2656 keV und 3301 keV und dies auch nur bei einer Endpunktsenergie von 9.9 MeV. Beim Durchlauf mit $E_{\text{max}} = 6.3$ MeV wurde einzig der erste dieser drei Zustände angeregt. Ein Vergleich der extrahierten Stärken mit den experimentell schon recht gut bekannten Daten (Tab. 4.2 und 4.4) zeigt, dass auch bei der niedrigen Endpunktsenergie der Effekt der Bevölkung über höher liegende Zustände noch zu stark ist, um glaubwürdige Ergebnisse zu liefern.

Tab. 4.2: Ergebnisse des KRF-Experiments an ^{44}Ca bei einer maximalen Photonenenergie von 9.9 MeV. Angegeben sind die γ -Energien der Übergänge, sowie die Anregungsenergien von Ausgangs- und Endzustand, Verzweungsverhältnisse, normierte Übergangsbreiten, reduzierte Stärken und Lebensdauern der Zustände. Bei den niedrigsten Zuständen sind keine Angaben über Breiten oder Zerfallsverhältnisse gemacht, da hier aufgrund der hohen Fütterung keine sinnvollen Werte angegeben werden können.

E_{initial} (keV)	E_{γ} (keV)	E_{final} (keV)	J^{π} (\hbar)	Γ_i/Γ	$\Gamma_0\Gamma_i/\Gamma$ (eV)	τ (fs)
1156.9(2)	1156.9(2)	gs.	2^+	1.00	—	—
2657.0(4)	2656.9(4)	gs.	2^+	—	—	—
	1499.5(3)	1156.9		—	—	—
3301.1(2)	3301.0(2)	gs.	2^+	—	—	—
	2144.4(4)	1156.9		—	—	—
3661.5(2)	3661.3(2)	gs.	1^{\pm}	1.00	0.037(9)	17.9(29)
3684.0(3)	3683.8(3)	gs.	1^{\pm}	1.00	0.019(4)	35.4(65)
3691.7(4)	3691.5(4)	gs.	1^{\pm}	1.00	0.010(4)	65.6(170)
4196.3(3)	4196.1(3)	gs.	1^{\pm}	1.00	0.015(3)	44.9(73)
4649.5(1)	4649.2(1)	gs.	1^{\pm}	1.00	0.062(11)	10.6(13)
4848.4(2)	4848.1(2)	gs.	1^{\pm}	1.00	0.027(6)	24.7(46)
4866.0(4)	4865.7(4)	gs.	1^{\pm}	0.56(15)	0.033(9)	6.2(16)
	2982.3(3)	1883.8		0.44(15)	0.026(9)	
5161.0(3)	5160.7(3)	gs.	1^{\pm}	1.00	0.178(19)	3.7(4)

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung Tab 4.2.

$E_{initial}$ (keV)	E_γ (keV)	E_{final} (keV)	J^π (\hbar)	Γ_i/Γ	$\Gamma_0\Gamma_i/\Gamma$ (eV)	τ (fs)
5611.6(3)	5611.2(3)	gs.	1^\pm	0.32(14)	0.033(6)	2.1(2)
	4454.1(8)	1156.9		0.68(14)	0.068(17)	
5800.6(2)	5800.2(2)	gs.	1^\pm	1.00	0.040(12)	16.4(31)
5806.3(1)	5805.9(1)	gs.	1^\pm	1.00	0.198(25)	3.3(3)
5875.8(2)	5875.4(2)	gs.	1^\pm	1.00	0.110(15)	6.0(6)
5911.1(2)	5910.7(2)	gs.	1^\pm	1.00	0.241(59)	2.7(5)
6081.7(3)	6081.2(3)	gs.	1^\pm	0.62(14)	0.054(14)	4.7(10)
	4922.7(13)	1156.9		0.38(14)	0.033(9)	
6135.7(3)	6135.2(3)	gs.	1^\pm	0.59(7)	0.167(25)	1.4(2)
	4978.0(7)	1156.9		0.41(7)	0.115(21)	
6245.5(3)	6245.0(3)	gs.	1^\pm	1.00	0.053(12)	12.4(20)
6421.8(2)	6421.3(2)	gs.	1^\pm	0.90(3)	1.801(188)	0.30(12)
	5264.4(10)	1156.9		0.06(3)	0.111(22)	
	4537.6(12)	1883.8		0.04(3)	0.087(23)	
6446.9(3)	6446.4(3)	gs.	1^\pm	0.46(19)	0.035(9)	4.0(9)
	5291.1(6)	1156.9		0.54(19)	0.041(16)	
6507.1(5)	6506.6(5)	gs.	1^\pm	1.00	0.137(30)	4.8(7)
6675.4(2)	6674.9(2)	gs.	1^\pm	1.00	0.102(17)	6.4(8)
6960.7(6)	6960.1(6)	gs.	1^\pm	1.00	0.082(16)	8.0(12)
6972.1(2)	6971.5(2)	gs.	1^\pm	0.34(10)	0.113(19)	0.67(10)
	5815.0(5)	1156.9		0.66(10)	0.219(44)	
7065.9(9)	7065.3(9)	gs.	1^\pm	1.00	0.170(29)	3.8(5)
7226.0(3)	7225.4(3)	gs.	1^\pm	1.00	0.161(27)	4.1(5)
7275.1(9)	7274.5(9)	gs.	1^\pm	1.00	0.245(40)	2.7(3)
7403.0(8)	7402.3(8)	gs.	1^\pm	1.00	0.123(23)	5.3(7)
7572.0(5)	7571.3(5)	gs.	1^\pm	1.00	0.173(39)	3.8(6)
7578.6(7)	7577.9(7)	gs.	1^\pm	1.00	0.896(114)	0.73(7)
7808.1(7)	7807.4(7)	gs.	1^\pm	1.00	0.057(18)	11.6(24)
7828.8(12)	7828.1(12)	gs.	1^\pm	1.00	0.074(24)	8.9(19)
7834.5(7)	7833.8(7)	gs.	1^\pm	1.00	0.150(35)	4.4(7)
7953.4(5)	7952.6(5)	gs.	1^\pm	0.50(23)	0.068(23)	2.46(57)

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung Tab 4.2.

E_{initial} (keV)	E_γ (keV)	E_{final} (keV)	J^π (\hbar)	Γ_i/Γ	$\Gamma_0\Gamma_i/\Gamma$ (eV)	τ (fs)
	5293.8(14)	2657.0		0.50(23)	0.067(32)	
8070.2(7)	8069.4(7)	gs.	1^\pm	1.00	0.210(39)	3.1(4)
8086.0(7)	8085.2(7)	gs.	1^\pm	1.00	0.215(39)	3.1(4)
8321.5(16)	8320.7(16)	gs.	1^\pm	1.00	0.048(21)	13.8(39)
8395.3(4)	8394.4(4)	gs.	1^\pm	1.00	0.278(65)	2.4(4)
8405.4(17)	8404.5(17)	gs.	1^\pm	1.00	1.090(159)	0.60(7)
8614.6(7)	8613.7(7)	gs.	1^\pm	1.00	0.197(60)	3.3(6)
8827.2(2)	8826.2(2)	gs.	1^\pm	1.00	0.128(47)	5.1(12)
8852.0(7)	8851.0(7)	gs.	1^\pm	1.00	0.462(92)	1.4(2)
8907.6(7)	8906.6(7)	gs.	1^\pm	1.00	1.374(228)	0.48(6)
9272.4(7)	9271.4(7)	gs.	1^\pm	0.43(15)	0.433(96)	0.27(5)
	5074.9(4)	4196.3		0.57(15)	0.583(170)	

Zustände mit $J = 1$

Im Gegensatz zu $J = 2$ -Zuständen konnte eine ganze Reihe von neuen Grundzustands-Übergängen mit Dipol-Charakter beobachtet werden. Der bislang einzige bekannte $J = 1$ -Zustand liegt bei 3661 keV. Desweiteren existieren zwei weitere Zustände bei 4196 keV

Tab. 4.3: Energien, experimentelle Methoden und zugewiesene Spins der Untersuchungen, welche die $J = 1$ -Zustände bei 4195 keV und 4649 keV beobachtet haben.

E (dieses Exp.) [keV]	E (Ref.) [keV]	Methode	J_{Lit}^π [\hbar]
4196.3(3)	4195.8	(n, γ)	2^+
	4197(5)	(p, p')	—
	4207(10)	(d, p)	1
4649.2(1)	4651.03	(n, γ)	2^+
	4655(5)	(p, p')	—
	4662(10)	(d, p)	1
	4660(12)	(t, α)	—
	4646(15)	(t, p)	2

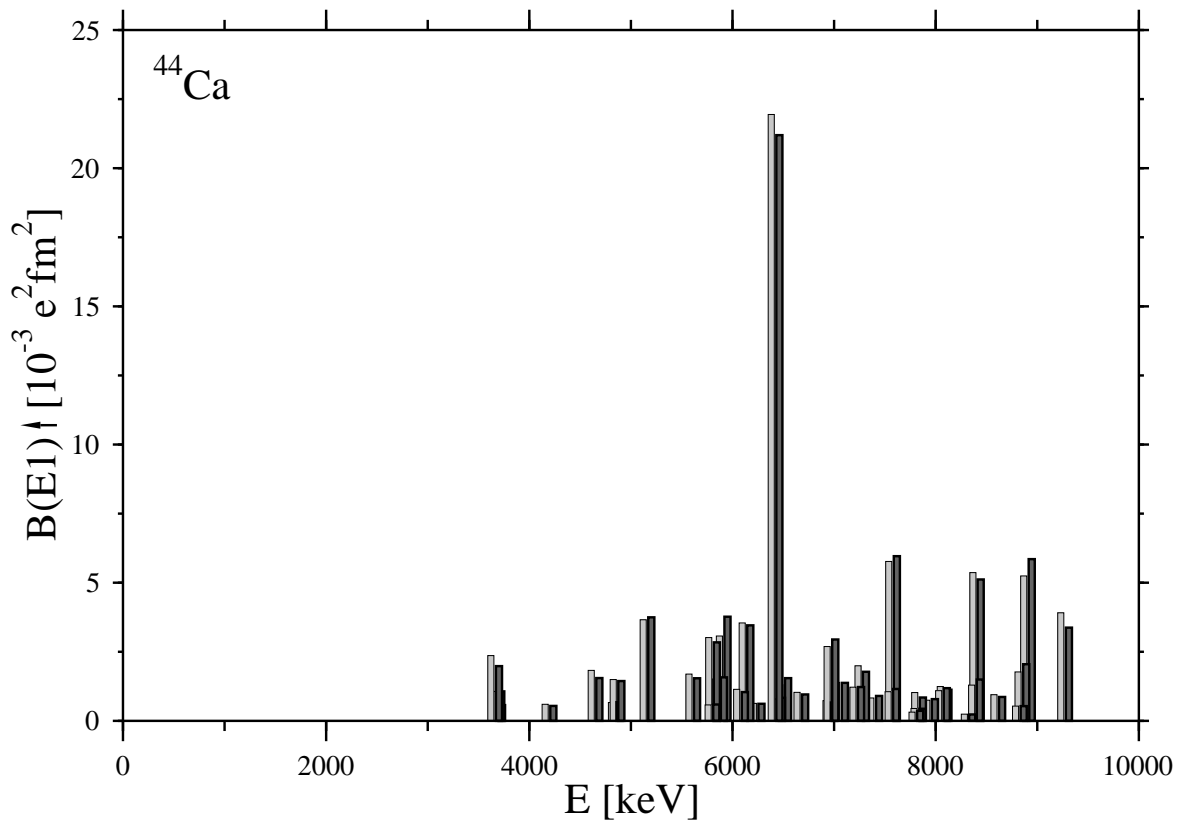


Abb. 4.10: Extrahierte $B(E1)$ -Stärkeverteilung für beide Detektoren (hellgrau: 90° , dunkelgrau 130°). Eine sehr gute Übereinstimmung ist zu erkennen.

und 4650 keV, welche in verschiedensten älteren Experimenten gesehen wurden [105–110]. Ihnen wurde in den NNDC Data-Sheets [111] Spin 2 zugeordnet, was den Ergebnissen des hier beschriebenen Experiments widerspricht. Tabelle 4.3 fasst diese älteren Experimente zusammen. Aufgrund der in KRF-Experimenten eindeutigen und modellunabhängigen Bestimmung der Spins von gg-Kernen kann Spin 2 somit klar widerlegt werden. Von den restlichen 39 beobachteten Levels mit $J = 1$ sind drei weitere mit Sicherheit schon einmal beobachtet worden (4865.8 keV und 5160.8 keV in einem β -Zerfalls-Experiment [112] und 6674.9 keV bei (n, γ) -Untersuchungen [106]), ohne jedoch eindeutige Aussagen über die Spins der angeregten Zustände zu treffen. Bei sieben anderen Zuständen zwischen $E_x = 5800$ keV - 8900 keV stimmen die extrahierten Anregungsenergien innerhalb der in der Literatur angegebenen Fehler von bis zu 20 keV überein [105, 107, 108]. Eine eindeutige Zuordnung lässt sich hier nicht durchführen und bringt zudem keine neue Information. Berücksichtigt man letztere trotzdem, so sind in diesem Experiment 29 ($J = 1$)-Zustände erstmalig beobachtet worden, 39 Levels konnte erstmals

Tab. 4.4: Ergebnisse des KRF-Experiments an ^{44}Ca bei einer maximalen Photonenenergie von 6.3 MeV. Angegeben sind die γ -Energien der Übergänge, reduzierte Stärken und Lebensdauern der Zustände im Vergleich mit Literaturwerten und den extrahierten Daten der 9.9 MeV-Messung.

E_γ (keV)	J_{initial}^π (\hbar)	Γ_0^2/Γ (eV)	τ (fs)	$\tau_{9.9\text{MeV}}$ (fs)	$\tau_{\text{Lit.}}$ (fs)
1156.9(2)	2^+	0.0004(3)	–	–	$2.61(14) \cdot 10^3$
3661.3(2)	1^\pm	0.0097(17)	68(12)	17.9(29)	
3683.8(3)	1^\pm	0.018(4)	36(9)	35.4(65)	
3691.5(4)	1^\pm	0.0040(24)	166(69)	65.6(170)	
4649.2(1)	1^\pm	0.025(5)	27(5)	10.6(13)	
4848.1(2)	1^\pm	0.043(8)	15(4)	24.7(46)	
4865.7(4)	1^\pm	0.030(8)	22(5)	6.2(16)	
5160.7(3)	1^\pm	0.185(18)	3.5(4)	3.7(4)	
5611.2(3)	1^\pm	0.050(14)	13(3)	2.1(2)	
5800.2(2)	1^\pm	0.067(25)	10(3)	16.4(31)	
5805.9(1)	1^\pm	0.163(42)	4.0(13)	3.3(3)	
5875.4(2)	1^\pm	0.096(40)	7.0(25)	6.0(6)	

ein Spin zugeordnet werden und bei zwei Zuständen wurde dieser von $J = 2$ zu $J = 1$ korrigiert.

In (e, e')-Experimenten wurden die Isotope $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ im Hinblick auf magnetische Dipolstärke im Anregungsenergiebereich zwischen 8.2 MeV und 12.2 MeV untersucht [113]. Dabei konnte in ^{44}Ca keine M1-Anregung mit $B(M1) > 0.15\mu_N^2$ gefunden werden. In allen anderen Isotopen wurde je ein 1^+ -Zustand zwischen 10.3 MeV und 11.3 MeV beobachtet. Ein solcher Zustand wird in ^{44}Ca , erst bei der Anregungsenergie von 13.7 MeV erwartet. Für den Bereich unterhalb von 8 MeV existieren keine experimentellen Daten, allerdings ist dort auch keine magnetische Dipolstärke zu erwarten, da die einzige Möglichkeit für deren Entstehung die Scherenmode ist, welche nur bei deformierten Kernen auftritt. Von den 42 beobachteten $J = 1$ -Zuständen liegen 26 mit ihrer potentiellen $B(M1)$ -Stärke unterhalb des Sensitivitätslimits aus [113]. Die aus diesen aufsummierte $B(E1)$ -Stärke ergibt sich zu $24.6(12) \cdot 10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$. Ihr Anteil an der $E1$ -EWSR beträgt 0.1%. Alle anderen Zustände hätten in dem (e, e')-Experiment beobachtet werden müssen. Somit erscheint es sehr unwahrscheinlich, dass es sich bei den Übergängen mit Stärken unterhalb des Limits um M1-Strahlung handelt. Daher wird im weiteren angenommen, dass es sich bei den beob-

achteten Spin-1-Zuständen um solche negativer Parität handelt.

Tab. 4.5: $B(E1)$ -, bzw. $B(M1)$ -Werte der einzelnen Übergänge in ^{44}Ca angegeben in $10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2$ bzw. μ_N^2 und Weisskopf-Einheiten.

E_γ (keV)	$B(E1) \uparrow$ $10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2$	B(E1) mW.u.	$B(M1) \uparrow$ μ_N^2	B(M1) W.u.
3661.5(2)	2.16(50)	0.90(21)	0.20(5)	4.63(107)
3684.0(3)	1.09(25)	0.45(10)	0.10(2)	2.34(53)
3691.7(4)	0.57(21)	0.24(9)	0.05(2)	1.22(45)
4196.3(3)	0.58(12)	0.24(5)	0.05(1)	1.25(25)
4649.5(1)	1.77(32)	0.73(13)	0.16(3)	3.79(69)
4848.4(2)	0.68(15)	0.28(6)	0.06(1)	1.46(32)
4866.0(4)	1.47(41)	0.61(17)	0.13(4)	3.14(89)
5161.0(3)	3.71(41)	1.54(17)	0.34(4)	7.96(87)
5611.6(3)	1.67(32)	0.69(13)	0.15(3)	3.59(69)
5800.6(2)	0.59(17)	0.24(7)	0.05(2)	1.26(37)
5806.3(1)	2.90(36)	1.20(15)	0.26(3)	6.22(78)
5875.8(2)	1.55(21)	0.65(9)	0.14(2)	3.33(45)
5911.1(2)	3.35(82)	1.39(34)	0.30(7)	7.17(175)
6081.7(3)	1.11(28)	0.46(12)	0.10(3)	2.38(61)
6135.7(3)	3.51(52)	1.46(22)	0.32(5)	7.53(111)
6245.5(3)	0.62(14)	0.26(6)	0.06(1)	1.34(30)
6421.8(2)	21.66(226)	8.99(94)	1.96(20)	46.44(485)
6446.9(3)	0.81(22)	0.34(9)	0.07(2)	1.75(47)
6507.1(5)	1.43(31)	0.59(13)	0.13(3)	3.06(66)
6675.4(2)	0.98(17)	0.41(7)	0.09(2)	2.11(35)
6960.7(6)	0.70(13)	0.29(6)	0.06(1)	1.49(29)
6972.1(2)	2.81(47)	1.17(20)	0.25(4)	6.03(101)
7065.9(9)	1.38(24)	0.57(10)	0.13(2)	2.96(50)
7226.0(3)	1.22(21)	0.51(9)	0.11(2)	2.62(45)
7275.1(9)	1.82(30)	0.76(12)	0.17(3)	3.91(64)
7403.0(8)	0.87(16)	0.36(7)	0.08(2)	1.86(34)

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung Tab 4.5.

E_γ (keV)	$B(E1) \uparrow$ $10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2$	$B(E1)$ mW.u.	$B(M1) \uparrow$ μ_N^2	$B(M1)$ W.u.
7572.0(5)	1.14(26)	0.47(11)	0.10(2)	2.45(55)
7578.6(7)	5.90(75)	2.45(31)	0.53(7)	12.65(160)
7808.1(7)	0.34(11)	0.14(5)	0.03(1)	0.74(23)
7828.8(12)	0.44(15)	0.18(6)	0.04(1)	0.95(31)
7834.5(7)	0.89(21)	0.37(9)	0.08(2)	1.92(44)
7953.4(5)	0.78(26)	0.32(11)	0.07(2)	1.66(56)
8070.2(7)	1.15(21)	0.48(9)	0.10(2)	2.46(45)
8086.0(7)	1.17(21)	0.48(9)	0.11(2)	2.50(45)
8321.5(16)	0.24(11)	0.10(4)	0.02(1)	0.51(23)
8395.3(4)	1.35(32)	0.56(13)	0.12(3)	2.89(68)
8405.4(17)	5.26(77)	2.18(32)	0.48(7)	11.28(165)
8614.6(7)	0.88(27)	0.37(11)	0.08(3)	1.89(57)
8827.2(2)	0.53(20)	0.22(8)	0.05(2)	1.15(42)
8852.0(7)	1.91(38)	0.79(16)	0.17(3)	4.10(82)
8907.6(7)	5.57(93)	2.31(38)	0.50(8)	11.95(198)
9272.4(7)	3.62(81)	1.50(33)	0.33(7)	7.77(173)

In Abb. 4.10 ist die extrahierte $E1$ -Stärkeverteilung grafisch zu sehen. Hier sind die aus den beiden Detektoren gewonnenen $B(E1)$ -Stärken im Vergleich dargestellt. Zu erkennen ist, dass die jeweils errechneten Stärken sehr gut übereinstimmen. Summiert man die $B(E1)$ -Stärken der Detektoren jeweils getrennt auf, so ergibt sich ein Verhältnis von 1.011, also eine Abweichung von nur ca. 1%. Die endgültigen Ergebnisse wurden durch gewichtete Mittelwertbildung der Werte der einzelnen Detektoren berechnet. Diese Werte der so erhaltenen $B(E1)$ Stärken sind in Tab. 4.5 gezeigt.

4.5 Kontext

Das Interesse dieses Experiments liegt in der Interpretation der niedrig-liegenden $E1$ -Übergänge. Diese sind – wie in den einleitenden Kapiteln dargestellt – zum einen unter dem Gesichtspunkt des gekoppelten Zwei-Phononen-Zustands zu betrachten als auch zum anderen unter der Frage der Existenz einer sogenannten Pygmy-Resonanz.

4.5.1 Hinweise auf einen Zwei-Phononen- $(2^+ \otimes 3^-)$ -Zustand in ^{44}Ca

Aufgrund der zur Hälfte gefüllten $f_{7/2}$ -Schale ist die Liniendichte in ^{44}Ca wesentlich höher als bei den doppelt-magischen Isotopen ^{40}Ca und ^{48}Ca . Aufgrund dieser Tatsache lassen sich in der Energieregion um $0.9 \cdot (E(2_1^+) + E(3_1^-))$ mehrere Zustände finden. Es wurden deshalb alle $(J = 1)$ -Zustände zwischen $0.8 \cdot (E(2_1^+) + E(3_1^-))$ und $1.0 \cdot (E(2_1^+) + E(3_1^-))$ bezüglich des zweiten empirischen Hinweises – ihrer Stärke – untersucht. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.6 zusammengefasst. Die auf das Quadrat des Dipolmoments D normierten $B(E1)$ -Stärken liegen im Vergleich zu denen der etablierten Kandidaten anderer Kerne in der gleichen Größenordnung. Dies ist in Abb. 4.11 zu sehen (aus: [7, 55]). Hier sind die normierten $B(E1)$ -Stärken der Zwei-Phononen-Zustände aufgetragen über der Massenzahl. Man erhält zwei Klassen von Kernen: solche ohne magischen Schalenabschluss (Dreiecke) und solche mit halb- oder doppeltmagischem Charakter (Rauten). Die Kandidaten von ^{44}Ca sind als schwarze Quadrate eingefügt. Der Mittelwert bei 3.4 ist ein Fit an die bestehenden Daten (graue Rauten). Bis auf den Fall des Zustands bei 3.66 MeV stimmen alle Werte innerhalb ihres $3\text{-}\sigma$ -Fehlers (dargestellt ist $1\text{-}\sigma$) mit der oberen Fitgeraden überein.

4.5.2 Pygmy-Resonanz

Zur Interpretation der erhaltenen Daten im Hinblick auf die elektrische Dipolstärke-Verteilung bietet sich ein Vergleich mit den Isotopen ^{40}Ca und ^{48}Ca an. Der große Unterschied in den Beiträgen der Zerfallsstärken niederenergetischer Zustände zur energiegewichteten Summenregel war der experimentelle Anstoß zur Diskussion um eine Pygmyresonanz bei

Tab. 4.6: Mögliche Kandidaten des Zwei-Phononen-Zustands in ^{44}Ca . Gezeigt sind Anregungsenergie, $B(E1)$ -Stärke und die empirischen Merkmale: auf die Summe der einzelnen Phononen normierte Anregungsenergie und auf das Quadrat des Dipolmoments D^2 normierte Anregungsstärke.

E_x [keV]	$E_x/[E(2_1^+) + E(3_1^-)]$	$B(E1)\uparrow$ [$10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2$]	$B(E1)\uparrow/D^2$
3661.2	0.82	2.425(501)	7.698(1590)
3684.1	0.83	1.089(248)	3.457(787)
3691.8	0.83	0.570(211)	1.809(670)
4195.8	0.94	0.582(119)	1.848(378)

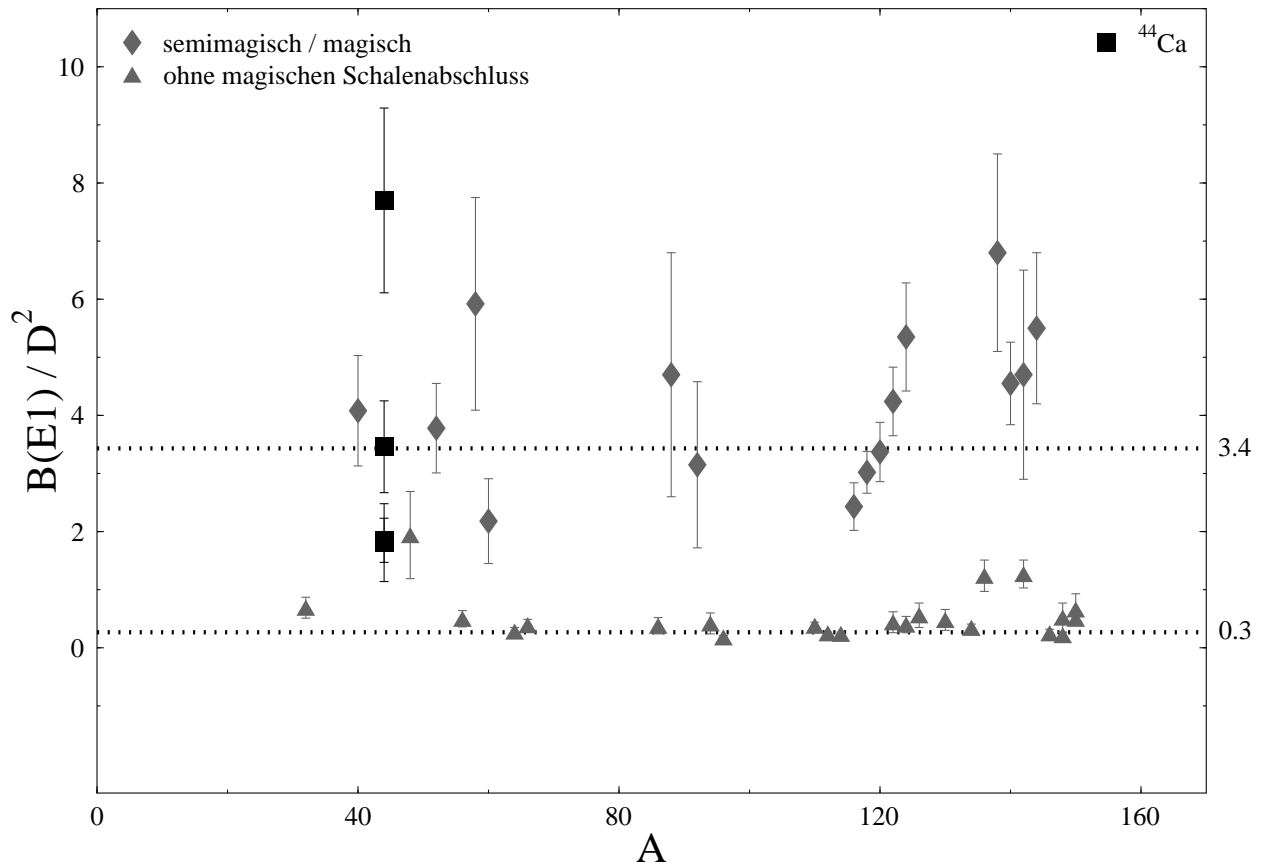


Abb. 4.11: Auf das Quadrat des Dipolmoments normierte $B(E1)$ -Stärke von nichtmagischen (graue Dreiecke) bzw. semi/doppelt-magischen Kernen (graue Rauten). Als schwarze Quadrate sind die Kandidaten des ^{44}Ca eingetragen. Das Originalbild stammt aus [7].

kleinen Massen [5, 6]. Mit dem Vergleich der drei Isotope $^{40,44,48}\text{Ca}$ lässt sich nun die Frage erörtern, ob ein Ansteigen des Neutronen zu Protonen-Verhältnisses mit einem Anstieg von $B(E1)$ -Stärke einhergeht, oder ob ein davon losgelöstes Verhalten zu beobachten ist. Experimentell untersucht war bisher nur die Frage nach der Ausbildung einer Neutronenhaut, welche eine Schwingung gegen einen Restkern erst möglich macht. In kombinierten Experimenten mit Protonen- und Elektronenstreuung konnten Massen- und Ladungsradien der Kalzium-Isotope ermittelt und somit die quadratisch gemittelten Radien von Neutronen und Protonen getrennt bestimmt werden [114, 115]. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 4.12 gezeigt. Man erkennt ein lineares Ansteigen des Neutronenradius, wohingegen der Protonenradius innerhalb von 3% um 3.4 fm konstant bleibt. Bei ^{48}Ca hat sich eine “Neutronenhaut” von immerhin ca. 0.3 fm gebildet, was ungefähr 7% des gesamten Radius von ^{48}Ca ausmacht. Desweiteren gibt es Messungen zum Unterschied der

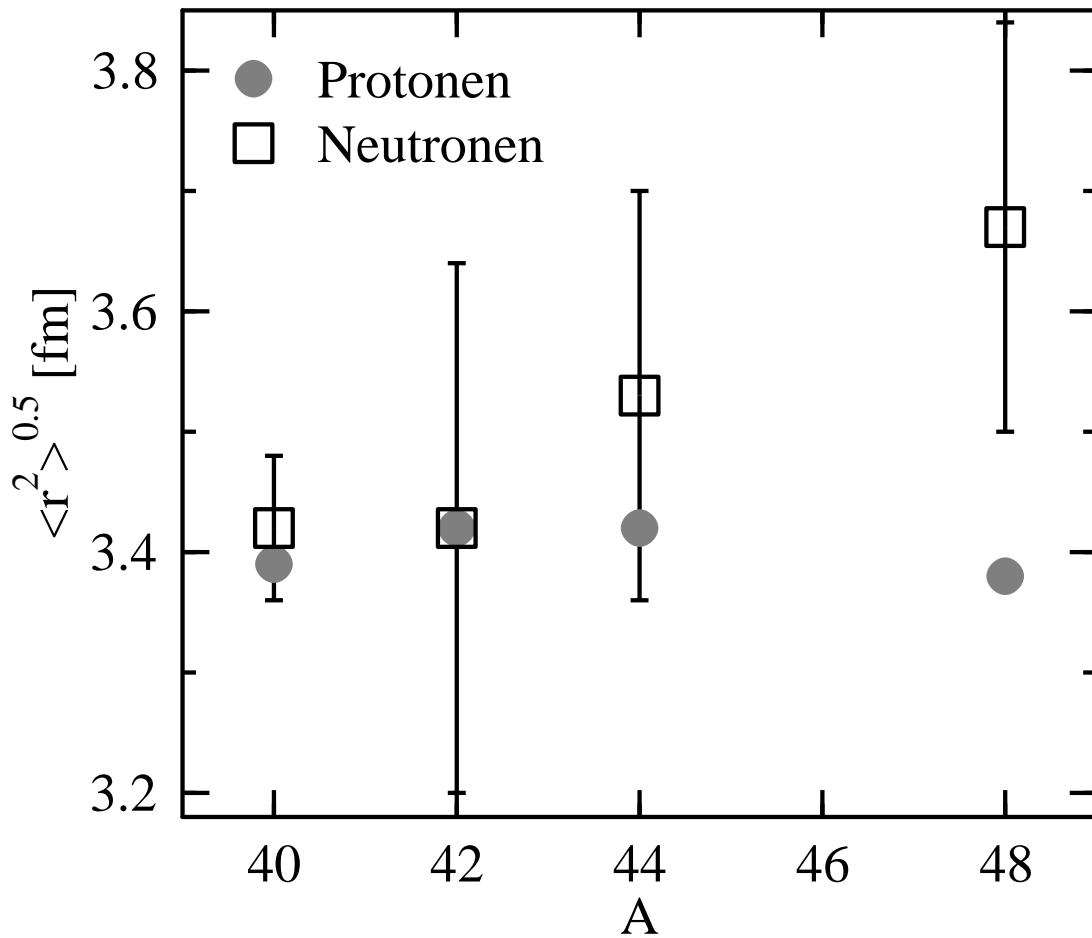


Abb. 4.12: Nukleonenradien der fünf stabilen gg-Isotope von Kalzium. Man erkennt ein lineares Ansteigen des Neutronenradius im Gegensatz zu einem konstant-bleibenden Protonenradius.

Neutronen- und Protonenradien Δr_{np} , welche am CERN mit Hilfe von Röntgenstrahlen aus antiprotonischen Atomen durchgeführt wurden [116, 117]. Ähnliche Experimente mit pionischen Atomen wurden ebenfalls unternommen [118]. Die so erhaltenen Ergebnisse ergeben kleinere absolute Werte für eine Neutronenhaut (^{48}Ca : 0.12 fm bei antiprotonischen Atomen, 0.21 fm bei pionischen Atomen), zeigen aber den gleichen Trend einer mit Neutronenzahl anwachsenden Neutronenhaut wie in [114, 115] auf.

Bezüglich des mittleren quadratischen Ladungsradius gibt es allerdings neben den oben genannten Messungen noch solche, welche die Isotopen-Shift Methode zur Bestimmung desselben anwendeten [119, 120]. Die Ergebnisse dieser Experimente liefern für das Verhalten von $\langle r^2 \rangle^{0.5}$ in Abhängigkeit vom Neutronenüberschuss ein Ansteigen zur Mitte der

Tab. 4.7: Vergleich von Eigenschaften der $E1$ -Resonanz der drei untersuchten Kalzium-Isotope. Aufgelistet sind Schwerpunkts-Energie, summierte Stärke, die Summe der energie-gewichteten Stärke, Ausschöpfung der $E1$ -EWSR und die Polarisierbarkeit des Kerns. Desweiteren sind die Werte für Neutronen- und Protonenseparationsenergien angegeben.

Isotop		^{40}Ca	^{44}Ca	^{48}Ca
EWSR	$[\text{MeV} \cdot \text{e}^2 \text{fm}^2]$	148.00	161.45	172.67
$\sum_{3-10\text{MeV}}(B(E1)\uparrow)$	$[10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2]$	5.1(8)	92.2(34)	68.7(51)
$\sum_{3-10\text{MeV}}(E \cdot B(E1)\uparrow)$	$[\text{MeV} \cdot \text{e}^2 \text{fm}^2]$	0.030(5)	0.629(23)	0.570(42)
E_{centroid}	$[\text{MeV}]$	6.85	6.65	8.36
Anteil an EWSR	%	0.020(3)	0.390(14)	0.33(2)
$\sum_{3-10\text{MeV}}(B(E1)\uparrow/E)$	$[10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2 / \text{MeV}]$	0.740(3)	14.145(16)	8.332(14)
S_n	$[\text{MeV}]$	15.64	11.13	9.94
S_p	$[\text{MeV}]$	8.33	12.17	15.81

$\nu f_{7/2}$ -Schale, mit einem erneuten Abfall hin zum doppelt-magischen Isotop ^{48}Ca . Die Unterschiede in $\langle r^2 \rangle^{0.5}$ betragen als maximalen Wert in [119] 0.3 fm, was der oben angesprochenen maximalen Neutronenhautdicke entspricht. Ein ähnliches qualitatives Verhalten des mittleren quadratischen Ladungsradius zeigen Messungen mit myonischen Atomen. Allerdings liegen die maximalen Unterschiede von $\langle r^2 \rangle^{0.5}$ im Bereich von nur 0.04 fm [121].

Bei einer Schwingung der Neutronenhaut gegen einen inneren Kern sollte das induzierte Dipolmoment mit der Dicke der Haut anwachsen und damit der Anteil an der energiegewichteten $E1$ -Summenregel größer werden. Der Vergleich der Dipolstärke-Verteilungen ist in Abb. 4.13 dargestellt. Im oberen Teil ist der (N=Z)-Kern ^{40}Ca zu sehen, der fast ausschließlich einen Dipolübergang zeigt, welcher zudem noch als Kandidat des $(2_1^+ \otimes 3_1^-)$ -Zwei-Phononen-Zustands angesehen werden kann. Der Kern ^{48}Ca hat im Gegensatz dazu mehrere starke $E1$ -Übergänge zwischen 6.5 und 10 MeV. Die Messgrenze von 10 MeV ist hier eine durch experimentelle Umstände sozusagen willkürlich gesetzte Grenze. Der Anteil dieser Stärke in ^{48}Ca an der energie-gewichteten Summenregel liegt bei 0.33%.

Das im Rahmen dieser Arbeit vermessene Isotop ^{44}Ca zeigt im Vergleich zu den anderen beiden Isotopen eine relativ starke Fragmentation der Dipolstärke-Verteilung wie in Abb. 4.13 zu sehen ist. Dies hängt mit seinem „nur“-halbmagischen Charakter zusammen. Die beiden anderen Isotope sind doppelt-magisch und deren Stärke ist daher auf nur wenige Übergänge verteilt. Im Gegensatz zu ^{48}Ca lässt sich bei ^{44}Ca allerdings eine Reso-

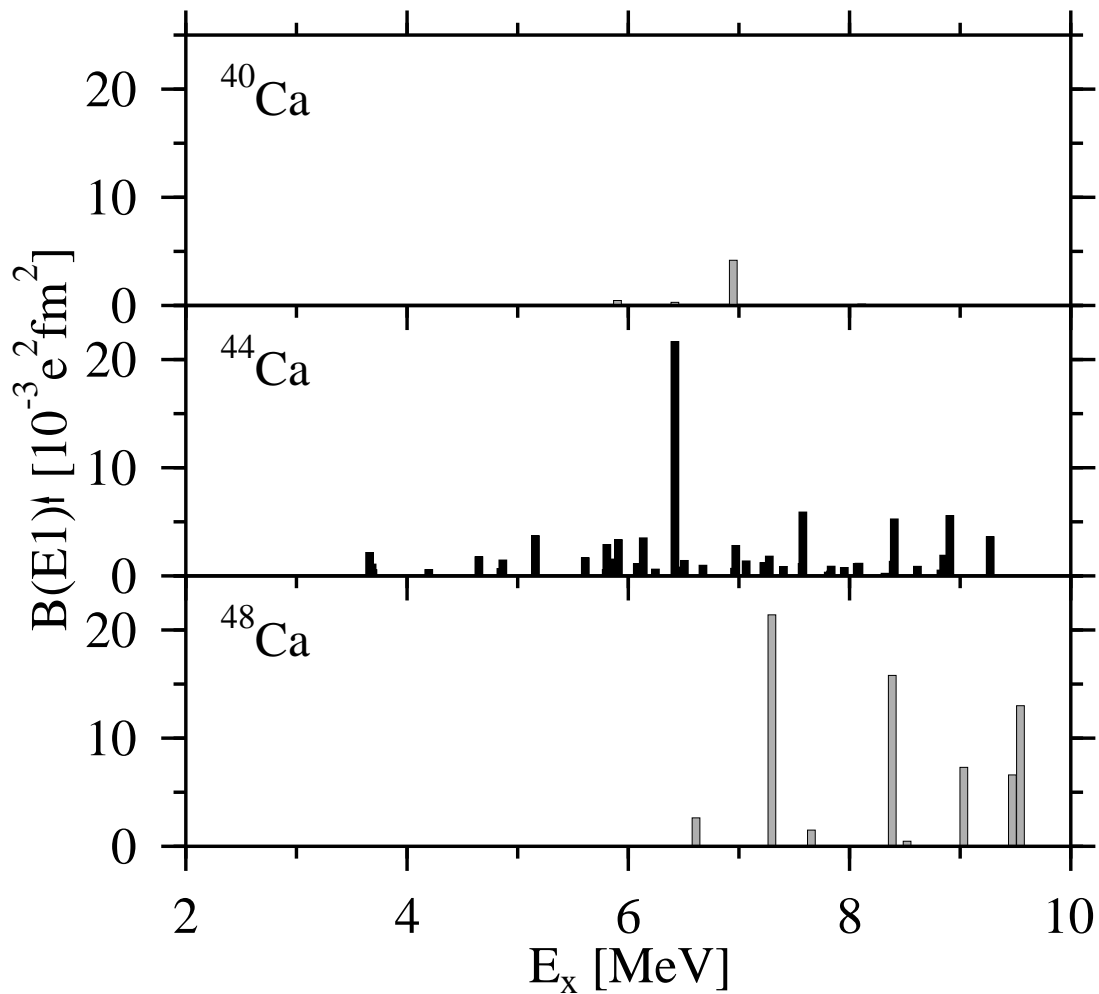


Abb. 4.13: $B(E1)$ -Stärkeverteilungen der drei Isotope $^{40,44,48}\text{Ca}$. Zum einen erkennt man einen starken Anstieg der Stärke zwischen ^{40}Ca und $^{44,48}\text{Ca}$, zum anderen ist ein großer Unterschied bezüglich der Schwerpunktsenergie der Resonanz und der Fragmentation der Stärke zwischen den Isotopen ^{44}Ca und ^{48}Ca zu erkennen.

nanzstruktur erkennen. Die summierten $E1$ -Stärken der drei Isotope sind in Tabelle 4.7 zusammengefasst. Man erkennt, dass in ^{44}Ca etwas mehr Stärke vorhanden, bzw. der Anteil an der EWSR etwas größer ist als in ^{48}Ca .

Mit den Ergebnissen dieser Messung kann nicht eindeutig geschlossen werden, wie sich die summierte Dipolstärke unterhalb der Dipol-Riesenresonanz in Anhängigkeit des Neutronenüberschusses verhält. Dies liegt an der durch den experimentellen Aufbau gesetzte Messgrenze bei 10 MeV. Befinden sich oberhalb dieser Energie noch Zustände in ^{48}Ca hätte dies zur Folge, dass der Anteil an der EWSR in ^{48}Ca aufgrund der vergleichsweise

Tab. 4.8: Vergleich der experimentellen Ergebnisse bezüglich der $E1$ -Stärke unterhalb der Teilchenschwelle mit theoretischen Berechnungen im ETFFS-Modell. Angegeben sind summierte $B(E1)$ -Stärken, die energie-gewichtete Summe und der Anteil an der isovektoriellen $E1$ -EWSR jeweils von Theorie und Experiment.

		^{40}Ca	^{44}Ca	^{48}Ca
$\sum B(E1)$ (Experiment)	$[10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2]$	5.1(8)	92.2(17)	55.7(41)
$\sum B(E1)$ (Theorie)	$[10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2]$	7	179	78
$\frac{\sum B(E1)(\text{Theorie})}{\sum B(E1)(\text{Experiment})}$		1.37(22)	1.94(4)	1.40(10)
$\sum E \cdot B(E1)$ (Experiment)	$[\text{MeV} \cdot \text{e}^2\text{fm}^2]$	0.030(5)	0.629(12)	0.570(42)
$\sum E \cdot B(E1)$ (Theorie)	$[\text{MeV} \cdot \text{e}^2\text{fm}^2]$	0.056	1.367	0.580
$\frac{\sum E \cdot B(E1)(\text{Theorie})}{\sum E \cdot B(E1)(\text{Experiment})}$		1.87(29)	2.17(4)	1.02(7)
Anteil an EWSR (Experiment)	%	0.020(3)	0.39(1)	0.33(2)
Anteil an EWSR (Theorie)	%	0.037	0.84	0.42

hohen Energie der potenziellen Zustände stark ansteigen würde.

Der Einfluss der Separationsenergien für Protonen und Neutronen sind bis auf den Fall der Protonen von ^{40}Ca ($S_p = 8.33 \text{ MeV}$) für diese Messungen irrelevant. Prinzipiell ist es möglich, dass hier durch (γ, p) -Reaktionen $B(E1)$ -Stärke oberhalb von $S_p + E_{\text{Coulomb}}$ nicht registriert wird. Dieser Effekt wurde in [6] abgeschätzt. Unter den extrem konservativen Abschätzungen, dass es sich bei allen in $^{39}\text{K}(p, \gamma)^{40}\text{Ca}$ -Experimenten beobachteten $J = 1$ -Zuständen um solche mit negativer Parität handelt und alle Zustände ausschließlich in den Grundzustand zerfallen ergibt sich ein zusätzlicher Anteil für die reduzierte Zerfallsstärke von $\sum_{E > 8.3 \text{ MeV}} B(E1) \uparrow = 19.6(52) \cdot 10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2$. Bei dieser Abschätzung ist allerdings zu beachten, dass es sich bei ^{40}Ca nicht um ein reines System $^{39}\text{K} + p$ handelt und Verzweigungen in andere (z.B. 2^+ -)Zustände sehr wahrscheinlich sind. Diese Annahmen bewirken allerdings ein starkes Ansteigen der oberen Grenze.

4.5.3 Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Rechnungen

Die experimentellen Ergebnisse können mit neuesten Berechnungen im ETFFS-(Extended Theory of Finite Fermi Systems)-Modell [122, 123] verglichen werden. Dieser Ansatz stellt eine Weiterentwicklung der durch Migdal erstmals beschriebenen TFFS-Theorie [124] dar. Sie basiert auf der Greensfunktion-Methode und bezieht alle drei zur Beschreibung der

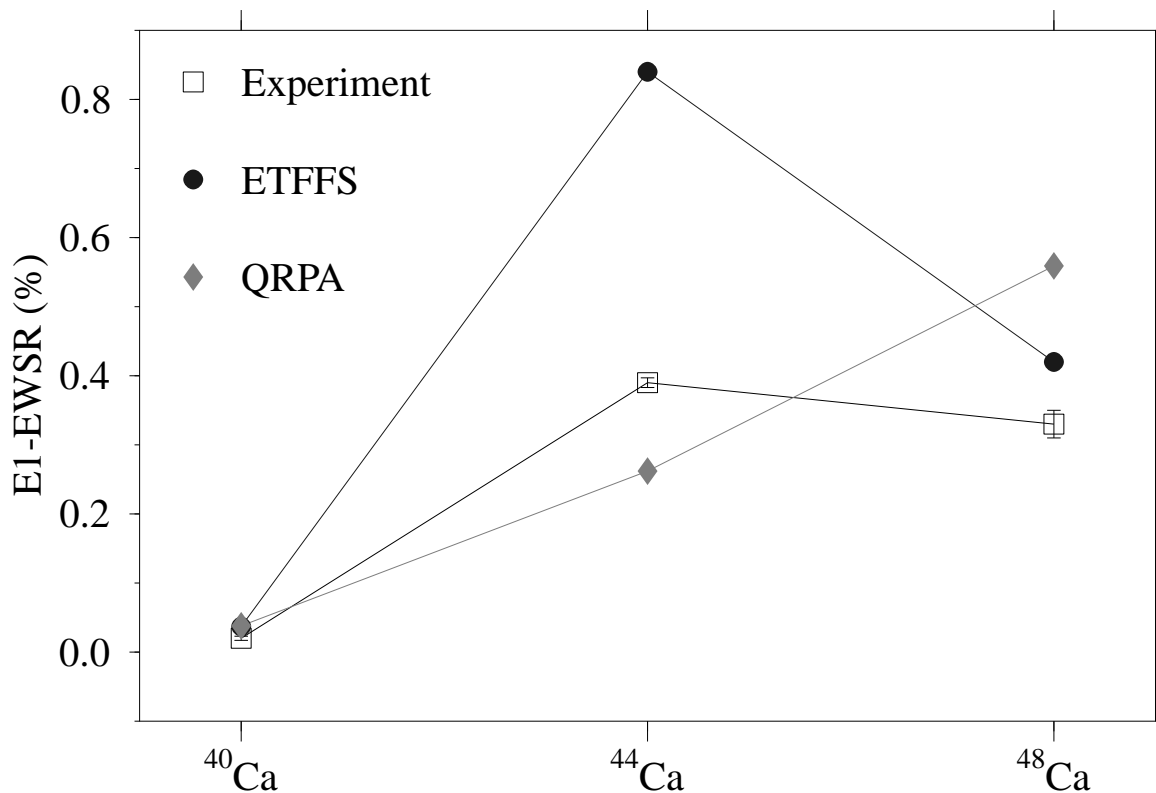


Abb. 4.14: Vergleich von Theorie und Experiment bezüglich der Ausschöpfung der E1-EWSR. Dargestellt sind die experimentellen Daten und theoretische Berechnungen im (Q)RPA- bzw. ETFFS-Modell. Man erkennt, dass die Ergebnisse der ETFFS-Rechnungen den Verlauf der experimentell erhaltenen Resultate gut beschreibt, wohingegen das (Q)RPA-Modell eine linear ansteigende Ausschöpfung der E1-EWSR vorhersagt.

Dipol-Riesenresonanz wichtigen Mechanismen mit ein. Diese sind QRPA-Konfigurationen, $1p1h \otimes \text{phonon}$ - (Landau Width) bzw. $2qp \otimes \text{phonon}$ -Kopplungen (Spreading Width) und das Einteilchen-Kontinuum (Escape Width)[125]. Die Hauptidee der Weiterentwicklung dieser Theorie besteht in der Einbeziehung der Kopplung von Phononen an Ein-Teilchen-ein-Loch-Anregungen anstelle reiner Teilchen-Loch-Konfigurationen. Aufgrund des sehr kleinen Kopplungsparameter g zwischen Teilchen und Phononen ist es möglich, die Berechnungen auf die quadratische Ordnung dieses Parameters zu beschränken. Das Modell beschreibt die Schwerpunktsenergien und Breiten der IVGDR für fast alle Kerne und ergibt eine Ausschöpfung der E1-EWSR von ungefähr 100% [126].

Wie in Tab. 4.8 zu sehen, stimmt der generelle Trend der summierten $B(E1)$ -Stärke zwischen Theorie und Experiment überein. Die summierten Stärken werden um einen Faktor

1.4-2 überschätzt. Die in Tab. 4.8 aufgezeigten Werte sind in Abb. 4.14 noch einmal grafisch dargestellt und mit (Q)RPA- bzw. ETFFS-Rechnungen verglichen. Man erkennt hier deutlich, dass der Verlauf der Ausschöpfung der E1-EWSR durch die ETFFS-Rechnungen gut beschrieben wird, wohingegen das (Q)RPA-Modell einen mit der Neutronenzahl N ansteigenden Trend zeigt. Der Unterschied im Verlauf über die Isotopenkette ist ausschließlich auf die Einbeziehung der komplexen Konfigurationen zurückzuführen [127].

Die aus den (Q)RPA- und ETFFS-Rechnungen erhaltenen Stärkeverteilungen für die Isotope $^{40,44,48}\text{Ca}$ sind im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen in Abb. 4.15 - Abb. 4.17 zu sehen. Man erkennt hier insbesondere im Fall von ^{44}Ca eine starke Zunahme der Fragmentation der Stärke bei Hinzunahme der komplexen Konfigurationen der ETFFS-Berechnungen. Die Übereinstimmung der Stärkeverteilungen zwischen ETFFS-Beschreibung und Experiment ist in allen drei Fällen recht gut.

Leider existieren noch keine Berechnungen im ETFFS-Modell oberhalb von 10 MeV, weshalb eine theoretische Aussage zu der in 4.5.2 angesprochenen Problematik bezüglich der experimentell begründeten Messgrenze nicht getroffen werden kann. Solche könnten ausserdem $(\gamma, \gamma'n)$ -Experimente am geplanten Tagger-Aufbau am Darmstädter Beschleuniger S-DALINAC motivieren.

Desweiteren kann aus den Rechnungen noch keine Aussage zur Rolle der Neutronen bei der Generierung der 1^- -Zustände getroffen werden, was bezüglich ihrer Interpretation Im Hinblick auf die Pygmy-Resonanz essentiell ist.

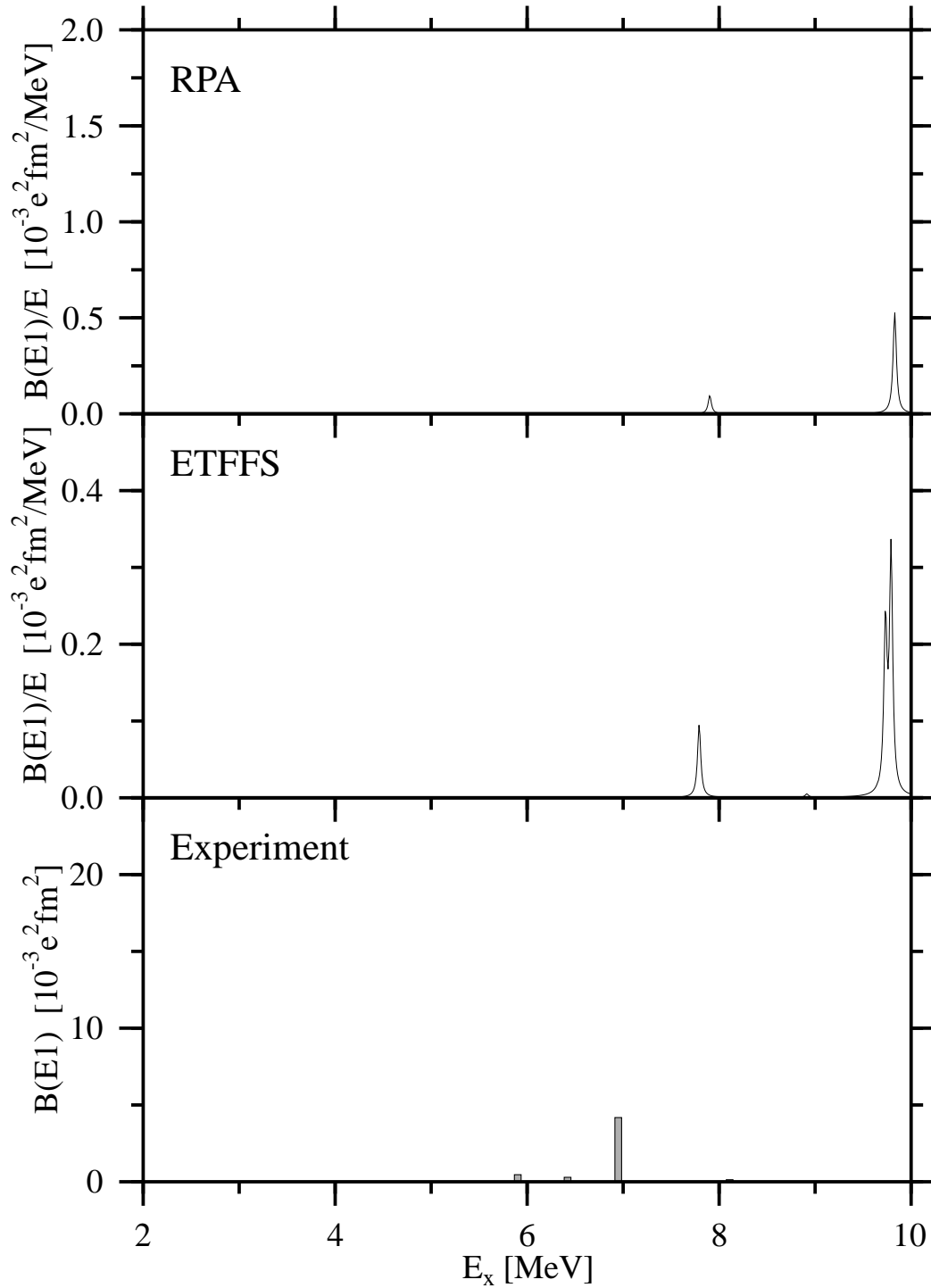


Abb. 4.15: Vergleich der E1-Stärkeverteilungen von Theorie und Experiment (unten) für ^{40}Ca . Zu sehen sind RPA-Rechnungen (oben), sowie die Ergebnisse unter Berücksichtigung komplexer Konfigurationen im ETFFS-Modell (Mitte). Zu beachten ist die unterschiedliche Auftragung zwischen den experimentellen Daten und theoretischen Rechnungen.

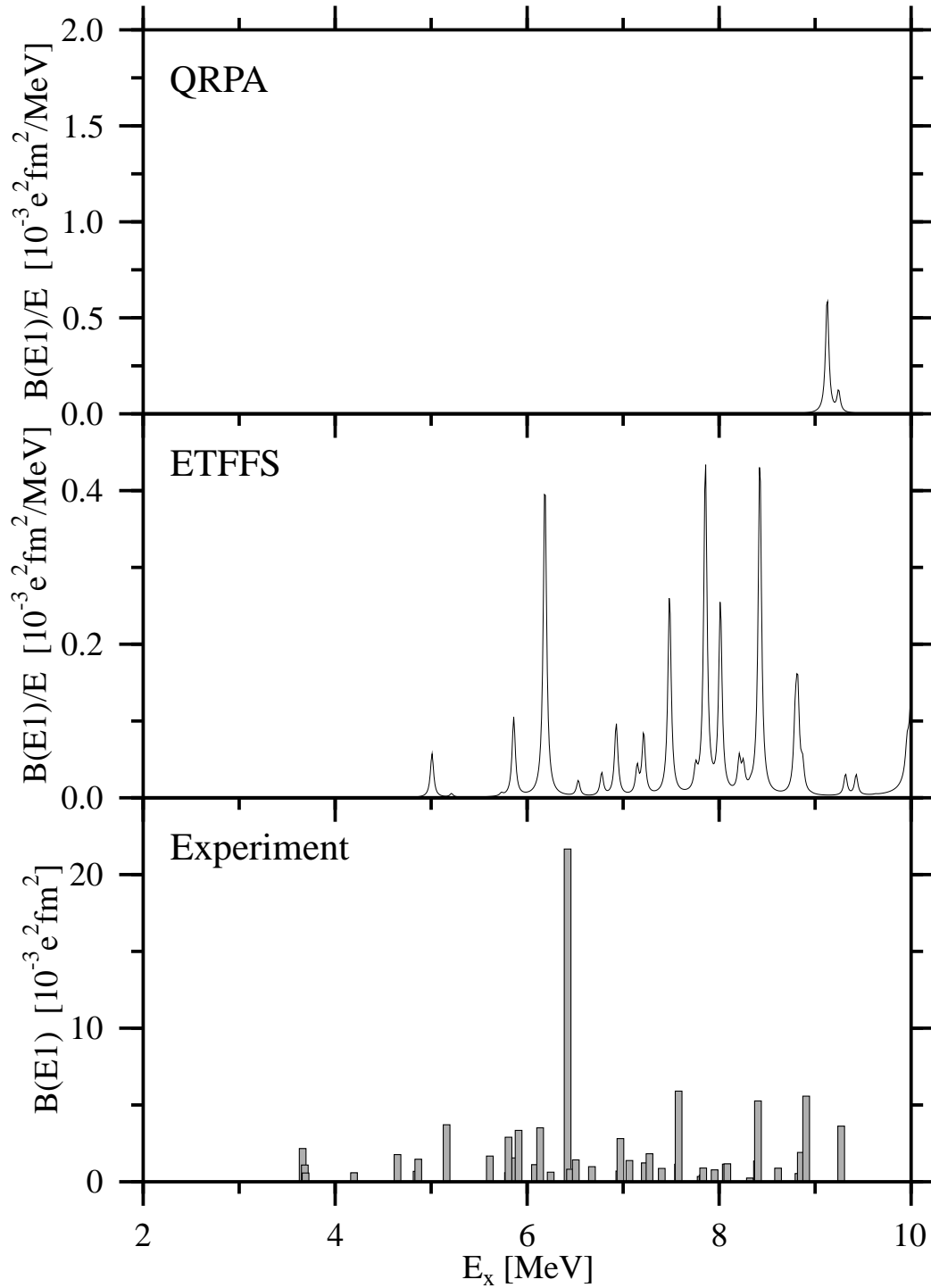


Abb. 4.16: Vergleich der E1-Stärkeverteilungen von Theorie und Experiment für ^{44}Ca . Zu sehen sind QRPA-Rechnungen (oben), sowie die Ergebnisse unter Berücksichtigung komplexer Konfigurationen im ETFFS-Modell (Mitte). Zu beachten ist die unterschiedliche Auftragung zwischen den experimentellen Daten und theoretischen Rechnungen.

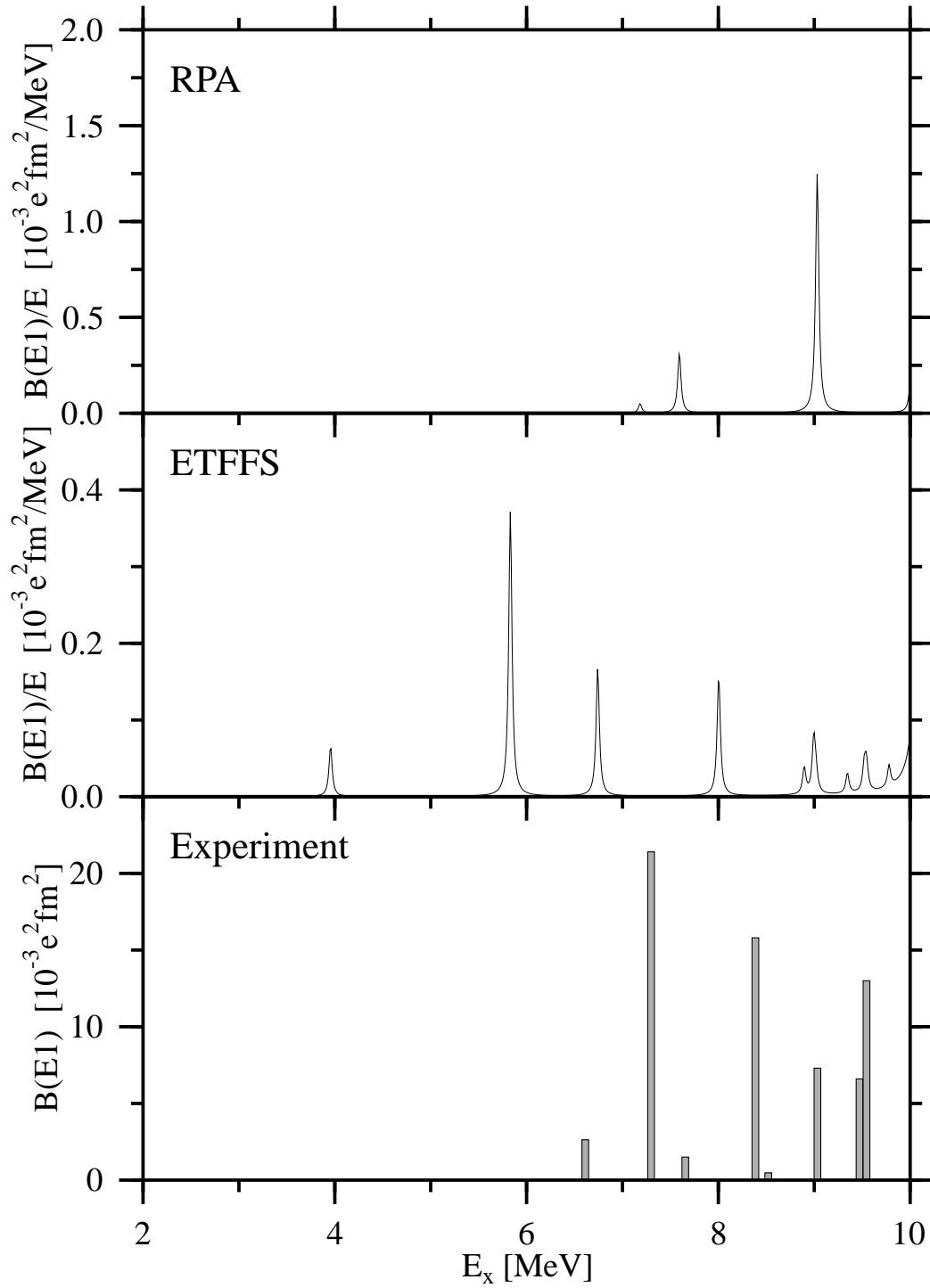


Abb. 4.17: Vergleich der E1-Stärkeverteilungen von Theorie und Experiment für ^{48}Ca . Zu sehen sind RPA-Rechnungen (oben), sowie die Ergebnisse unter Berücksichtigung komplexer Konfigurationen im ETFFS-Modell (Mitte). Zu beachten ist die unterschiedliche Auftragung zwischen den experimentellen Daten und theoretischen Rechnungen.

Kapitel 5

Protonenstreuung an ^{140}Ce

Am semi-magischen Kern ^{140}Ce wurde ein Protonenstreuexperiment durchgeführt, um die Zerfallsstruktur seiner niedrig-liegenden Zustände im Hinblick auf $E1$ -Zerfallsstärke zu untersuchen. So wurden die bei der $(p, p'\gamma)$ -Reaktion entstehenden Photonen in Koinzidenz mit den gestreuten Protonen gemessen.

5.1 Experimenteller Aufbau

Die Protonenstreuexperimente wurden am Tandem Beschleuniger (siehe Abb. 5.1) des Wright Nuclear Structure Laboratory (WNSL) der Yale University am dortigen SASSYER-Aufbau (Small Angle Separator System at Yale for Evaporation Residues) [128] durchgeführt. Der Beschleuniger kann unter anderem Protonen mit Energien bis zu 40 MeV liefern. Wichtig zur Detektierung schwacher Verzweungsverhältnisse ist eine hohe Nachweis-Effizienz der emittierten Photonen. Diese wurde durch den Einsatz von neun ursprünglich am YRAST Ball (Yale Rochester Array for SpecTroscopy) [129] eingesetzten Clover-Detektoren gewährleistet. Die Detektoren wurden in zwei Ringen um die Targetkammer angeordnet. Fünf Clover-Detektoren standen unter 90° relativ zur Protonenstrahlachse, die restlichen vier unter 143.5° , also unter Rückwärtswinkeln.

Um im Experiment Verzweungsverhältnisse messen zu können, muss der Untergrund möglichst effektiv unterdrückt werden, da die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang in tiefer liegende angeregte Zustände gegenüber dem Grundzustands-Zerfall oft in der Größenordnung von einem Prozent liegt [130]. Dies gelingt am besten, indem man die zu messenden Photonen in Koinzidenz mit den gestreuten Protonen herausfiltert. Dies kann man heute mit relativ kostengünstigen Solarzellen leicht durchführen, wobei hier allerdings mit einer Energieauflösung der Protonen von 250 keV gearbeitet werden muss. Damit kann in der Offline-Analyse sehr viel Untergrund reduziert werden, allerdings gelingt die Zuordnung der Peaks bei erhöhter Liniendichte nur sehr schwer. Außerdem kann bei der

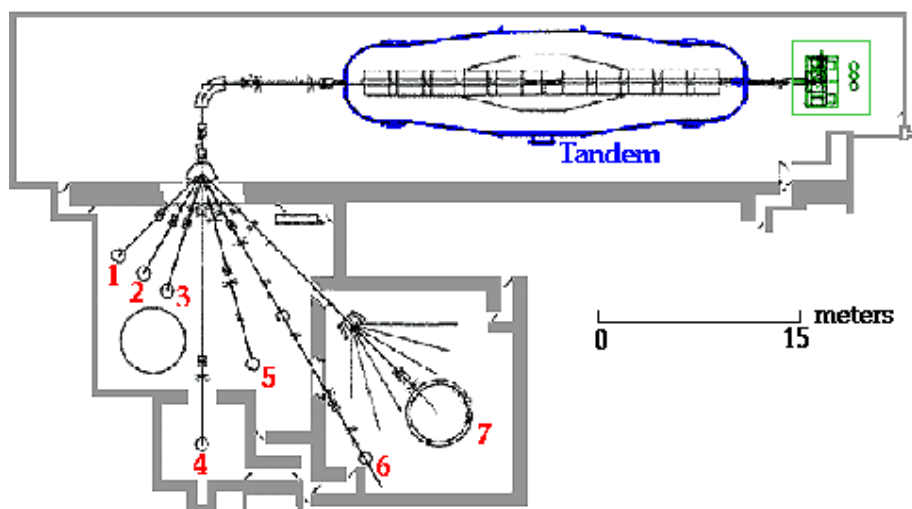


Abb. 5.1: Übersicht des Tandem-Beschleunigers ESTU (Extended Stretched Trans Uranium) am WNSL der Yale University. Der Ionenstrahl kann im Beschleuniger durch die doppelte Ausnutzung der maximalen Spannung von 20 MV auf insgesamt $q \cdot 40$ MV beschleunigt werden, wobei q der Ladung des Ions angibt. Hinter dem Beschleuniger befindet sich der Analysiermagnet, der mit Hilfe von Schlitzen als Energiefilter fungiert. Zwischen Beschleunigerhalle und den Experimentierhallen kann der Strahl mit Hilfe eines weiteren Magneten zum jeweiligen Messplatz gelenkt werden. Das hier beschriebene Experiment fand am SASSYER-Messplatz (5) statt.

Bestimmung der absoluten Verzweungsverhältnisse der Effekt der Bevölkerung durch andere Niveaus aufgrund der schlechten Energieauflösung der Solarzellen nicht richtig abgeschätzt werden. Um den Untergrund noch stärker unterdrücken zu können, wurden die Solarzellen in unserem Experiment durch Silizium-Halbleiterzähler ersetzt. Deren Auflösung von ca. 24 keV (bei Protonenenergien von 5.5 MeV im Labor bei einer Temperatur $T=20^\circ$) erlaubt eine Trennung der einzelnen Protonenstreuenergien und somit das Herausfiltern einzelner Anregungen. Somit ist sichergestellt, dass alle Verzweigungen einzelner Übergänge beobachtet werden und deren relative Übergangswahrscheinlichkeiten ohne Einfluss von anderen Niveaus bestimmt werden kann. Die Dicken der Siliziumschichten garantieren zudem das vollständige Abbremsen von Protonen bis Energien von ca. 12 MeV. Alle technischen Daten kann man Tab. 5.1 entnehmen. Aufgrund ungünstiger Umstände während des Experiments ergab sich die Auflösung der Protonenzähler unter experimentellen Bedingungen zu 400 keV. Dies ist hauptsächlich durch die Dicke des Targets und durch die Tatsache, dass zur Datenaufnahme 2K-ADCs verwendet werden mussten, begründet. Zur Abdeckung des kompletten Energiebereichs war aufgrund der 2K-ADCs die Verstärkung der Signale fast vollständig auszuschalten, was das Signal-zu-Rausch-Verhältnis entscheidend verschlechterte. Die Silizium-Detektoren wurden in-

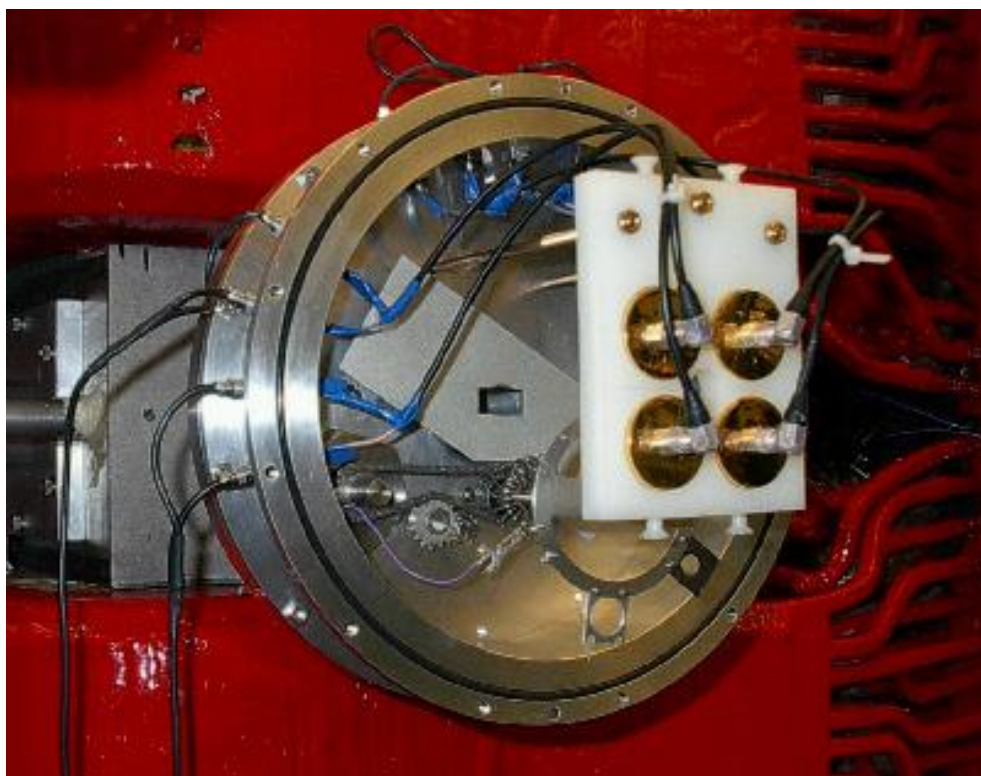


Abb. 5.2: Die offene Streukammer mit dem Silizium-Detektor-Array. In geschlossenem Zustand kommt der Strahl von rechts und passiert das Loch in der Mitte der aus Polyethylen hergestellten Halterung, auf der die vier Halbleiterzähler symmetrisch angeordnet sind. Hinter der Halterung kann man einen Teil des Targetrades erkennen. Die Protonen treffen dort auf das Targetmaterial, und die rückgestreuten Protonen können von den Siliziumzählern registriert werden.

nerhalb der Streukammer unter Rückwärtswinkeln von 143° installiert, um Untergrund durch Rutherford-gestrene Protonen zu minimieren. In Abb. 5.2 ist das Protonenarray bei geöffneter Streukammer zu sehen. Die in Darmstadt konzipierte Halterung besteht aus Polyethylen und ist mit Hilfe dreier Metallstangen an der Rückseite der Targetkammer befestigt. In diesem Bild sind die Rückseiten der vier Silizium-Detektoren mit ihren Microdot-Anschlüssen zu erkennen. In der Mitte zwischen ihnen befindet sich ein Loch mit einem Radius von 7 mm. Die Protonen kommen auf dieser Abbildung von rechts, passieren das Loch in der Detektorhalterung und werden am Target gestreut. Die Folie ist in einem Rahmen an einem Rad befestigt, welches mit insgesamt sechs Targets bestückt werden kann. Ein Teil dieses Rades ist auf der Abbildung hinter dem Siliziumzähler-Array zu erkennen. Protonen, welche ohne Reaktion das Target passieren, werden durch den hinter der Kammer befindlichen Magneten gebündelt und in einem Beamdump beerdigt. Unter Rückwärtswinkeln gestreute Protonen können von den vier Oberflächensperr-

schichtzählern registriert werden. Die Signal- und Masseleiter der Detektoren wurden jeweils getrennt über zwei Lemo-Vakuumdurchführungen aus der Kammer herausgeleitet. So waren die Protonenzähler von der Targetkammer elektrisch komplett isoliert und deren elektrisches Potential stimmte mit dem der Datenaufnahme überein. Um einen bezüglich seiner Ausdehnung qualitativ hochwertigen Protonenstrahl einstellen zu können, befinden sich zwei verschiedene Blenden mit Durchmessern von 1/4" (6.35 mm) bzw. 1/8" (3.18 mm) auf dem Targetrad. Mit Hilfe von Strommessungen am Targetrad und am Beamdump konnte auf Größe und Position des Strahls relativ zum Target geschlossen werden. Dies diente somit der Überwachung des Experiments.

5.2 Durchführung und Datenanalyse

5.2.1 Datenaufnahme

Da bei diesem Experiment insgesamt 36 einzelne Clover-Segmente und vier Siliziumzähler ausgelesen wurden, musste die Datenrate während des Experiments in einem vom Datenaufnahmesystem kontrollierbaren Maß gehalten werden. Um trotz der begrenzten Geschwindigkeit der Komponenten eines Listmode-Datenaufnahmesystems den Protonenstrom zu maximieren, versucht man, noch auf der analogen Seite der Datenverarbeitung einen großen Teil von Untergrundsignalen zu unterdrücken bzw. auszusortieren. Für dieses

Tab. 5.1: Eigenschaften der Halbleiterzähler. Sie wurden mit Hilfe einer ^{241}Am -Quelle bei konstanter Temperatur von 20° getestet.

Detektor-Bezeichnung		HA2	HA6	HA7	HA8
Halbwertsbreite (FWHM)	[keV]	24	24	23	23
Leck-Strom	[nA]	510	420	440	400
Arbeitsspannung	[V]		330		
maximale Spannung	[V]		350		
Material			Silizium		
Dotand			Phosphor		
Leitfähigkeit	[kΩ·cm]		15		
Leitfähigkeitstyp			n-leitend		
Aktive Fläche	[mm ²]		300		
Dicke	[μm]		1200		

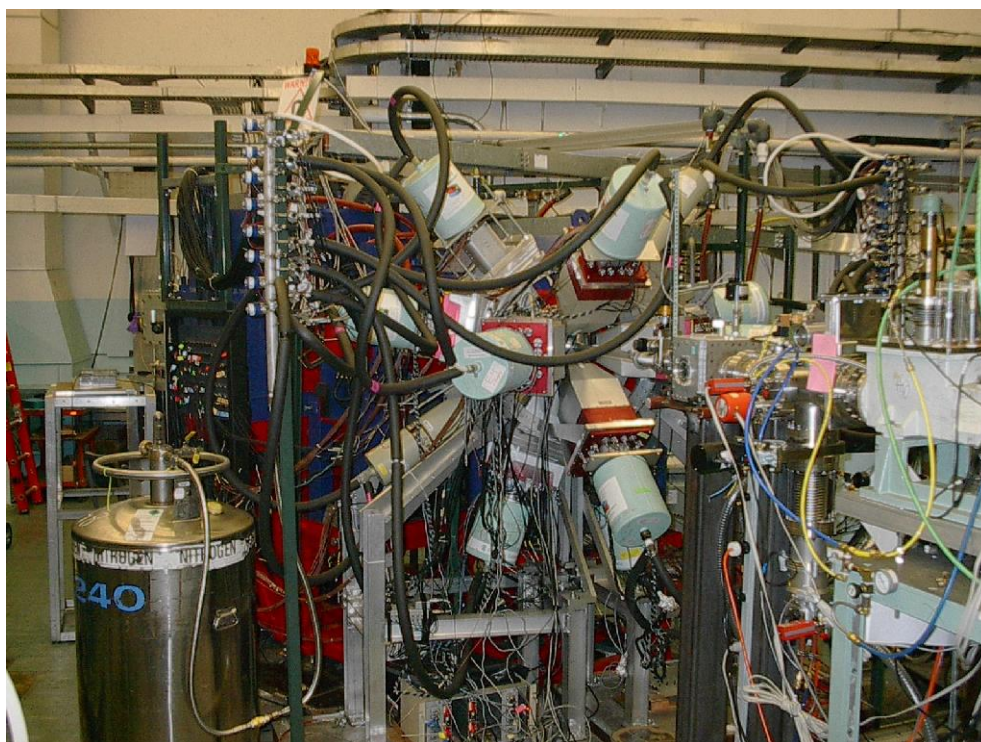


Abb. 5.3: Der Experimentierplatz. Man erkennt die aus dem YRAST-Ball-Aufbau stammenden Clover-Detektoren in ihrer Halterung. Das Strahlrohr tritt von rechts in dieses dicht gepackte Detektoren-Array ein und endet in der einer Käseglocke ähnelnden Streukammer. Dahinter kann man die Magnete des SASSYER-Aufbaus erahnen. Das Schlauchsystem dient der automatisierten täglichen Füllung der Germanium-Detektoren mit flüssigem Stickstoff.

Experiment bedeutet das zum einen eine frühzeitige Hardware-Unterdrückung der Clover-Signale durch Vetos ihrer jeweiligen BGO-Schilde. Zum anderen wurde eine Proton- γ -Koinzidenz verlangt, um eine Weiterverarbeitung des Ereignisses zuzulassen.

Aus den 36 möglichen Zeitsignalen der BGO-unterdrückten Clover-Signalen wird ein „ODER“-Signal erzeugt. Dieses öffnet ein 40 ns langes Gate. Fällt in dieses Gate ein aus den Zeitsignalen der Protonenzähler erzeugtes „ODER“, so wird ein Master-Gate geöffnet. Die Länge dieses Gates entspricht $1\ \mu\text{s}$ für die schnellen Zeitsignale und $10\ \mu\text{s}$ für die langsameren Energiesignale. Alle während dieser Zeit einfallenden Informationen werden in einem Event gespeichert, welches man offline analysieren kann. Trigger-Signale werden in dieser Periode von den ADCs und TDCs geblockt. Eine Übersicht über die gesamte Hardware-Signalverarbeitung ist in Abb. 5.4 gezeigt.

Während des Experiments werden die Daten direkt auf Festplatte gespeichert und können später offline ausgewertet werden. Dies bedeutet, dass die im Binärformat gespeicherten Ereignisse mit Hilfe von eigens dafür entworfenen Programmen sortiert werden und

damit durch das jeweilige Experiment bestimmten individuellen Anforderungen genügen müssen, um in Spektren oder $(E_p - E_\gamma)$ -Matrizen einsortiert zu werden.

Im folgenden wird zunächst auf die Datenstruktur eingegangen, um dann die für dieses Experiment spezifischen Sortieranforderungen darzustellen.

5.2.2 Datenstruktur

Während des durch das Triggersignal geöffneten Zeitfensters wurden alle Informationen der einzelnen TDCs und ADCs aufgenommen und einem Event zugeordnet. Diese enthalten im Einzelnen den Gerätetyp (SCALER, ADC oder TDC), eine Identifikationsnummer (ID), welche die Zuordnung des Signals zum jeweiligen Detektor erlaubt, und den Wert des Signals. Im Durchschnitt lag die Anzahl der gültigen TDC-Signale bei 2.5 und die der ADC-Signale aufgrund des längeren Gate-Signals bei 12.6 pro Ereignis. Ein Beispiel eines solchen vollständigen Events ist hier gezeigt:

```
Raw data items (17)
type SCALER      ID      0
data      211926104
type SCALER      ID      1
data      12109029
type ADC         ID      0
data      339
type ADC         ID      1
data      271
type ADC         ID      8
data      383
type ADC         ID     24
data      475
type ADC         ID     10
data      296
type ADC         ID     11
data      427
type ADC         ID     37
data      251
type ADC         ID     38
data      1310
type TDC         ID      0
data      4062
type TDC         ID     37
data      531
```

5.2.3 Analyseprogramm

Die Analyse der Listmode-Daten wurde offline mit Hilfe des Sortier-Codes CSCAN [131] durchgeführt. Das Programm ist in der Sprache *c* verfasst und ermöglicht eine individuelle Behandlung der Daten.

Um die Notwendigkeit der Offline-Analyse und der nachträglichen Untergrund-Unterdrückung zu verdeutlichen, sind in Abb. 5.5 und Abb. 5.6 die Protonen- bzw. γ -Rohspektren gezeigt.

Um die relativ große Anzahl der Detektoren energetisch und zeitlich aufeinander abzustimmen, bedient sich das Programm sogenannter **gainfiles**. Mit diesen ist es möglich, eine Eichung (offset, linear oder quadratisch) der verschiedenen ADCs vorzunehmen sowie die TDC-Signale der einzelnen Detektoren abzustimmen.

In einer weiteren Datei werden die einzelnen Detektoren des Aufnahmesystems aufgeführt. Hier eröffnet das Programm zusätzlich die Möglichkeit, fiktive Detektoren zu bestimmten Zwecken zu definieren. Gebrauch davon wurde hier gemacht, indem jeweils vier Signale einzelner Clover-Segmente zu einem einzelnen Clover-Detektor zusammengefasst wurden. Das macht den wesentlichen Vorteil des Addback-Modus möglich, bei dem die Signale verschiedener Segmente eines Clovers, wenn sie im gleichen Event (also innerhalb eines Zeitfensters von wenigen ns) registriert wurden, aufaddiert werden. Somit verringert man den Untergrund von Compton-gestreuten Photonen im niederenergetischen Bereich und erhöht die Effizienz zum Nachweis der Full-Energy-Peaks im Bereich höherer Energien bis zu einem Faktor 1.5.

Um die gesuchten Übergänge aus den Daten herauszufiltern, mussten im eigentlichen Sortier-Code individuelle Bedingungen zur Definition eines gültigen Events gesetzt und verschiedene Spektren oder $(E_\gamma - E_p)$ -Matrizen geschrieben werden. Die unterschiedlichen Anforderungen an ein Proton-Gamma-Paar bzw. die verschiedenen Schritte zur Eingrenzung der Bedingungen werden im folgenden beschrieben.

Zunächst musste die Bedingung eines gültigen Events dergestalt definiert werden, dass zu jedem ADC-Signal ein gültiges TDC-Signal vorhanden war. Dies stellte die größte Einschränkung dar, weil so ca. 80% der ADC-Signale verworfen wurden (siehe Tab. 5.2).

Die Datenrate lag in diesem Experiment bei ungefähr 10 kHz pro Detektor im Fall eines Clover-Segments (vor Unterdrückung durch BGO-Schilde) und bei ca. 15 kHz pro Detektor im Fall der Silizium-Zähler. Dies bedeutet, dass ein sehr großer Teil (ca. 57% derjenigen

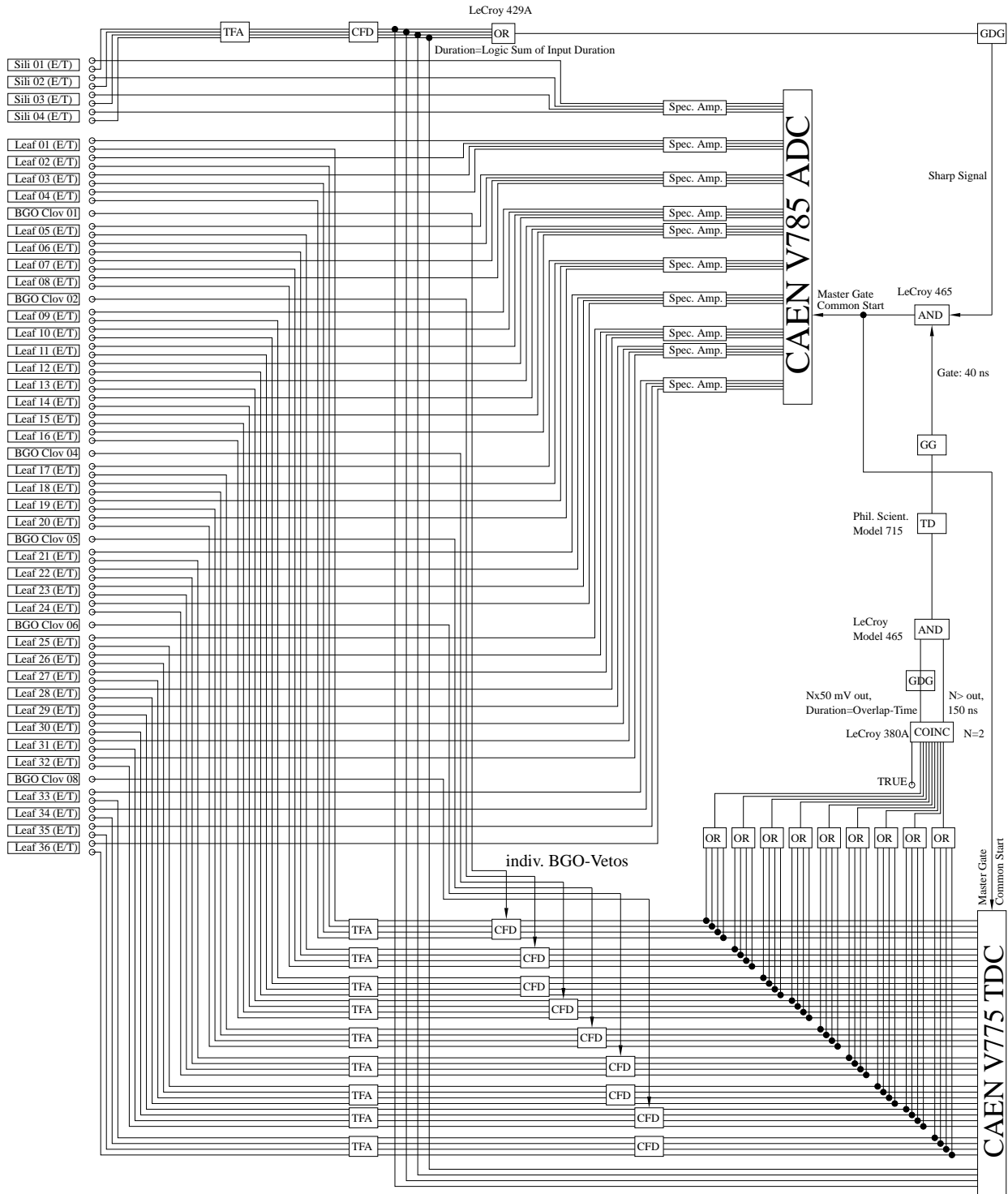


Abb. 5.4: Hardware-Schaltplan des Datenaufnahmesystems des $(p, p'\gamma)$ -Experiments. Die individuellen Leaf-Signale werden verstärkt und im TDC mit dem jeweiligen BGO-Veto-Signal in Koinzidenz gebracht. Danach werden sie zu einem γ -Signal geODERT, welches mit dem ebenfalls geODERTen TDC-Signal der vier Siliziumzähler zu einer AND-Koinzidenz gebracht wird. Dieses AND löst das Master-Gate aus, welches die Listmode-Datenaufnahme für TDC- und ADC-Signale öffnet.

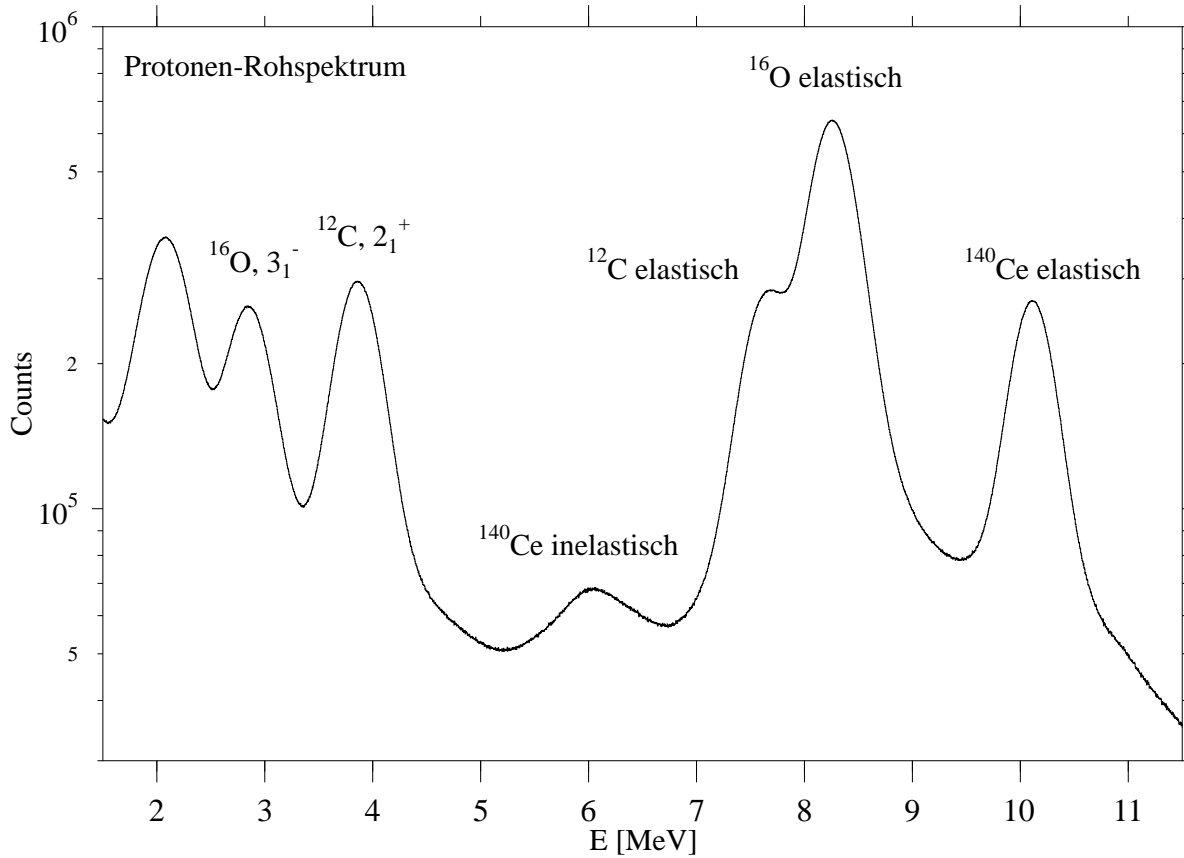


Abb. 5.5: Protonen-Rohspektrum. Bei 10.1 MeV ist trotz Hardware-Koinzidenz die (kinematisch verschobene) Linie der an ^{140}Ce elastisch gestreuten Protonen zu sehen. Bei 8.2 MeV bzw. 7.6 MeV sieht man deren Pendanten der an ^{16}O bzw. ^{12}C gestreuten Protonen. Die drei angeregten Zustände dieser Verunreinigungen sorgen für die Strukturen zwischen 2 und 4 MeV. Um 6 MeV herum sieht man eine Überlagerung verschiedener Peaks, welche inelastischen Übergängen zwischen 3 und 4.5 MeV Anregungsenergie in ^{140}Ce entsprechen. Der 2_1^+ -Zustand des Cer ($E_p = 8.54$ MeV) verschwindet in der rechten Flanke des elastischen ^{16}O -Peaks.

Proton-Gamma-Paare, welche jeweils ADC- und TDC-Signale aufweisen) der registrierten Koinzidenz-Ereignisse durch unkorrelierte Proton- γ -Paare erzeugt wurden und somit zum Untergrund beitragende Signale sind.

Um möglichst frühzeitig Einschränkungen vorzunehmen, wurden die relativen Zeiten der einzelnen Detektor-Signale zum Master-Gate benutzt. Typische TDC-Spektren von Silizium- bzw. Cloversegment sind in den Abbildungen 5.7 und 5.8 zu sehen. Der scharfe Peak in Abb. 5.7 stellt jene Ereignisse dar, die das Master-Gate geöffnet und somit ein gültiges Event definiert haben. Diese Ereignisse haben eine feste zeitliche Beziehung zum Master-

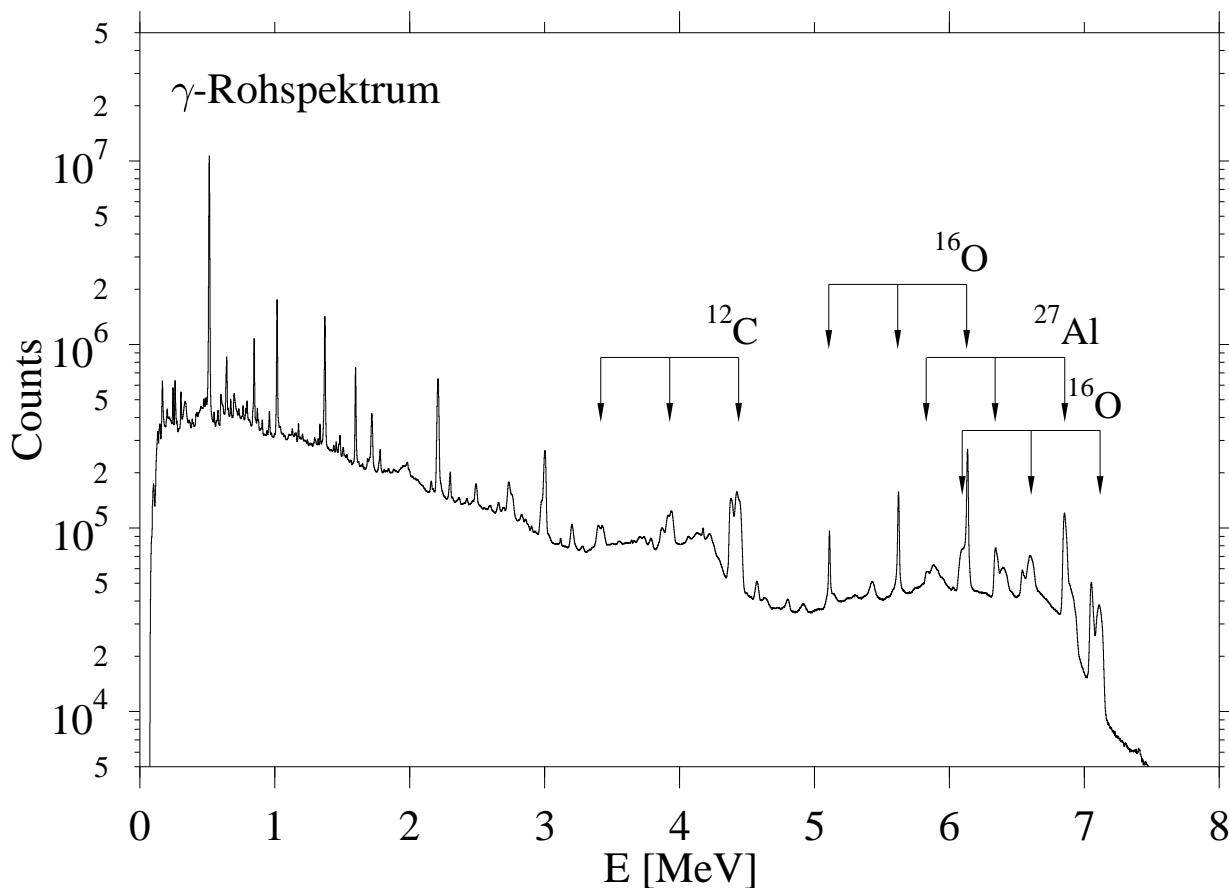


Abb. 5.6: Photonen-Rohspektrum. Ein immenser γ -Untergrund ist trotz Hardware-Koinzidenz mit gestreuten Protonen zu erkennen. Klar zu sehen sind die stark dopplerverbreiterten angeregten Zustände des ^{16}O (6128 keV bzw. 7113 keV) und des ^{12}C (4438 keV) und deren Single- bzw. Double-Escape-Linien (trotz BGO-Unterdrückung bei 60% der Clover-Detektoren). Unterhalb von ca. 2 MeV ist eine enorme Liniendichte zu erahnen. Die allermeisten Peaks in diesem Bereich sind störende Untergrundlinien.

Gate und sind deshalb scharf definiert. Links davon erkennt man Untergrund, der keine koinzidenten Signale enthält. Anders verhält es sich beim TDC-Spektrum des Clover-Segments in Abb. 5.8. Hier handelt es sich bei der scharfen Linie zwar ebenfalls um einen Self-Stopping-Peak, jedoch ist dieser durch unkorrelierte Ereignisse begründet, bei denen das Proton zufälligerweise vor dem Germanium-Signal ankommt und eine Koinzidenz bildet. Die zu den Protonen koinzidenten Signale findet man in der breiten Verteilung links des scharfen Peaks. Um nun den Untergrund mit Hilfe der Software zu unterdrücken, wurde zunächst für jeden einzelnen Run und jeden einzelnen Silizium-Zähler ein den scharfen Peak eingrenzendes Zeitfenster gesetzt. Auf die daraus entstehenden TDC-Spektren der

Tab. 5.2: Anzahl angesprochener Detektoren eines exemplarischen Runs. Ein Event ist durch das Erfüllen der Koinzidenz-Bedingung und damit des Öffnens des Master-Gates definiert.

	Abs. Anzahl	Anzahl/Event
Events	2112949	
ADC-Hits	39966326	18.91
ADC-Hits in Leaf	30712641	14.54
ADC-Hits in Sili	9253685	4.38
TDC-Hits	8086305	3.83
TDC-Hits in Leaf	4801368	2.27
TDC-Hits in Sili	3284937	1.55
Sili-Hits	3018504	1.43
Leaf-Hits	4327616	2.05
Clov-Hits	471804	0.22

einzelnen Clover-Segmente wurde in einem zweiten Schritt ebenfalls ein Zeitfenster gesetzt, welches die breite Verteilung der γ -Signale knapp eingrenzt.

Im weiteren wurden die Zeitdifferenzen der sich in einem Event befindlichen Protonen- und Gamma-Signale gebildet. Ein solches Zeitspektrum ist in Abb. 5.9 zu sehen. Hier erkennt man einen ausgeprägten Peak auf einem leicht ansteigenden Untergrund. Im Peak selbst befinden sich die koinzidenten Ereignisse, während der Untergrund durch zufällige, statistisch gleichverteilte Koinzidenzen gebildet wird. Das Ansteigen des Untergrunds zur rechten Seite (entsprechend kleineren Zeiten) hin ist durch die hohen Zählraten begründet. So ist es wahrscheinlicher, ein zufälliges Signal bei kleinen Zeitdifferenzen zu erhalten als bei großen. Die Zeitauflösung des Systems ist gegeben durch die $2\text{-}\sigma$ -Breite des TAC-Peaks und beträgt somit 12.5 ns. Dieser Peak wird wiederum durch ein Zeitfenster eingegrenzt. Die Energien der so übrig bleibenden Ereignisse werden in eine Proton- γ -Matrix einsortiert. Um den Untergrund unter dem Peak im Zeitspektrum zu eliminieren, werden zwei weitere Zeitfenster jeweils links und rechts vom Koinzidenz-Peak gesetzt und eine (Untergrund-)Matrix aus den so erhaltenen nicht-koinzidenten Ereignissen gebildet. Aufgrund der statistischen Verteilung dieser Ereignisse kann man annehmen, dass sie den Untergrund unterhalb des Peaks repräsentieren. Diese Untergrund-Matrix kann nun von der Matrix der koinzidenten Ereignisse abgezogen werden. Die Grenzen der Untergrund-Bereiche werden so gewählt, dass deren summierte Breite der Breite des Koinzidenz-Fensters entspricht.

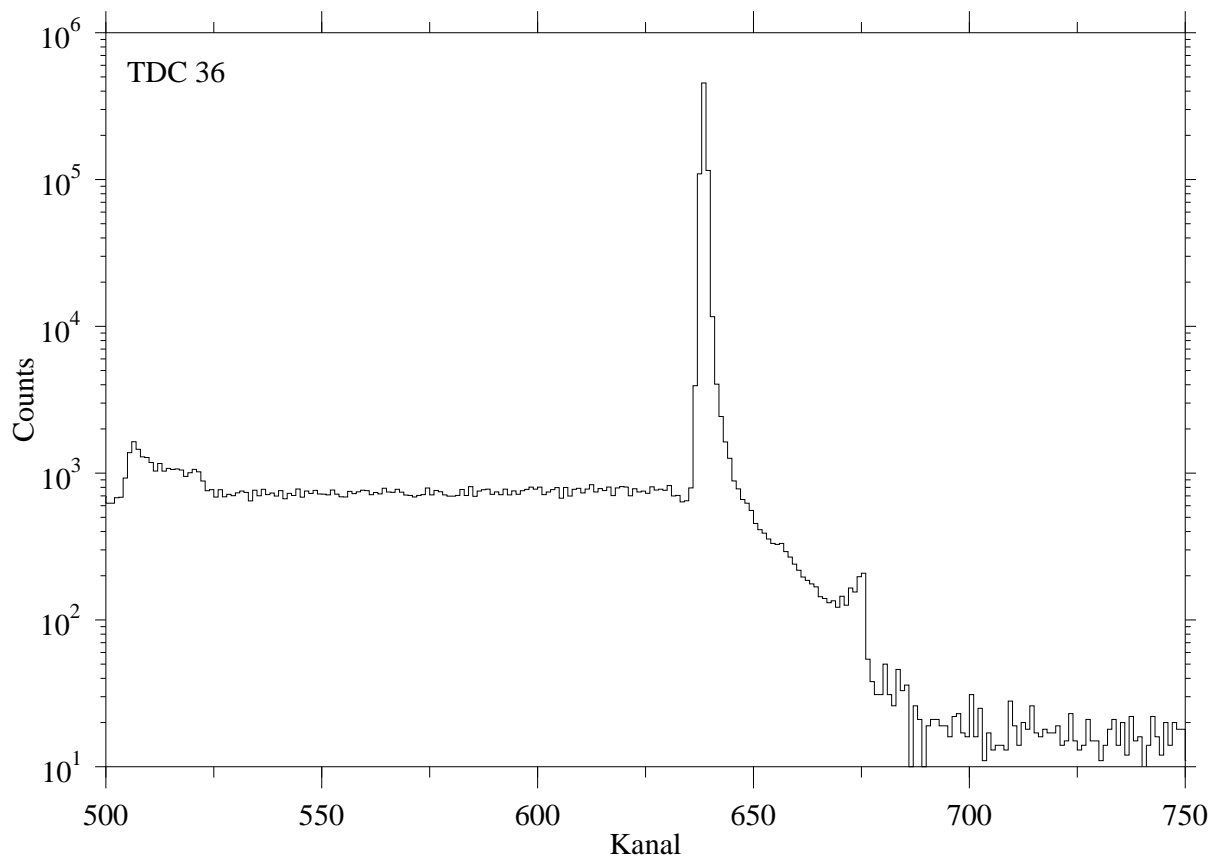


Abb. 5.7: Relevanter Ausschnitt eines typischen Time-to-Digital-Converter (TDC) Spektrums eines Teilchenzähler in logarithmischem Maßstab. Der scharfe Peak ist der sogenannte Self-Stopping-Peak, in welchem sich die koinzidenten Ereignisse befinden, d.h. der Protonenzähler öffnet das Mastergate, kommt also physikalisch später zur Koinzidenzeinheit als das zugehörige Germanium-Signal.

Vor der Einsortierung der Daten in die Matrizen wurden allerdings noch weitere einschränkende Bedingungen gesetzt. So wurde für jedes Proton- γ -Paar deren Summen-Energie gebildet und ebenfalls in ein Spektrum einsortiert. Dieses Spektrum ist in Abb. 5.10 zu sehen. Dort kann man verschiedene Strukturen erkennen. Man sieht bei ca. 10.4 MeV eine Erhöhung, welche den elastischen Zerfällen entspricht. Hier wird der Kern durch das Proton angeregt und zerfällt direkt zurück in den Grundzustand, sodass die Summe von Protonen- und γ -Energie gleich der Einschussenergie der Protonen ist. Es besteht außerdem die Möglichkeit, dass ein Übergang in einen weiteren angeregten Zustand erfolgt, dessen Zerfall wiederum nicht mehr beobachtet wird. Somit fehlt bei der summierten Gesamtenergie der Teil der Anregungsenergie des Restkerns.

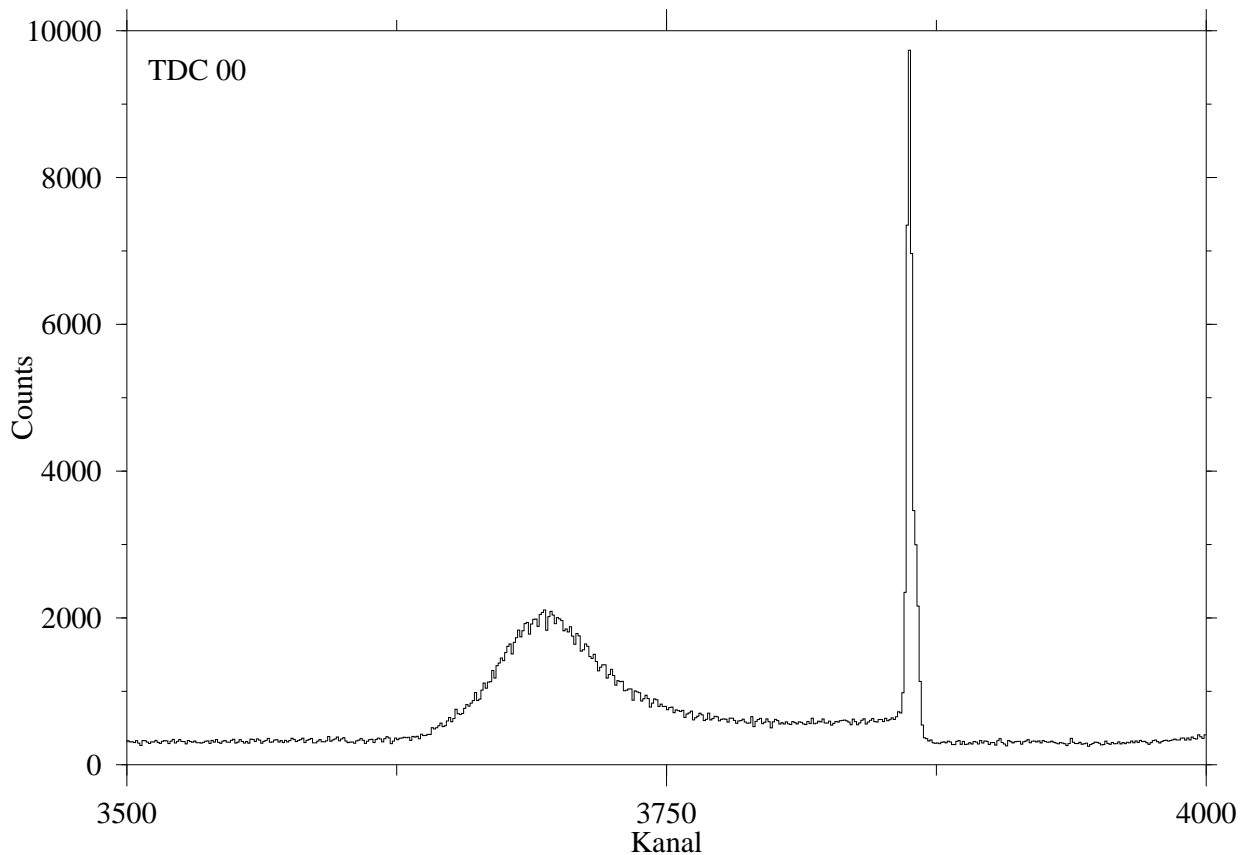


Abb. 5.8: Relevanter Ausschnitt eines typischen Germanium-TDC-Signals. Der scharfe Peak ist der Self-Stopping-Peak eines Germanium-Leafs. In diesem befinden sich keine koinzidenten Ereignisse, sondern nur solche, in denen das Proton zufällig zeitlich vor dem Photon zur Koinzidenzeinheit gelangt ist, wobei letzteres damit das Master-Gate öffnet. Kleine Zeiten befinden sich rechts im Spektrum. Die koinzidenten Photonen sind als breite Verteilung links (also zeitlich später) vom Self-Stopping-Peak zu erkennen.

Die größte Struktur ganz links im Spektrum ist auf niederenergetischen γ -Untergrund zurückzuführen, welche bei ganz kleinen Energien durch die Bleiabschirmung vor den Clover-Detektoren unterdrückt wurde. Die beiden kleinen Peaks bei ca. 4.3 und 3.3 MeV entsprechen den Restenergien der Protonen bei einer Anregung der Zustände in ^{16}O bei 6.1 und 7.1 MeV. Hier ist das zugehörige Photon des Zerfalls nicht detektiert worden. Ähnlich verhält es sich mit den restlichen Strukturen, z.B. der bei 8.5 MeV, welche dem 2_1^+ -Zustand in ^{140}Ce zuzuordnen ist.

Um dieses Spektrum nun zur Reduzierung des Untergrundes zu benutzen ist es sinnvoll Schnitte auf eben die Energieregionen vorzunehmen, welche gewissen Anregungsenergien

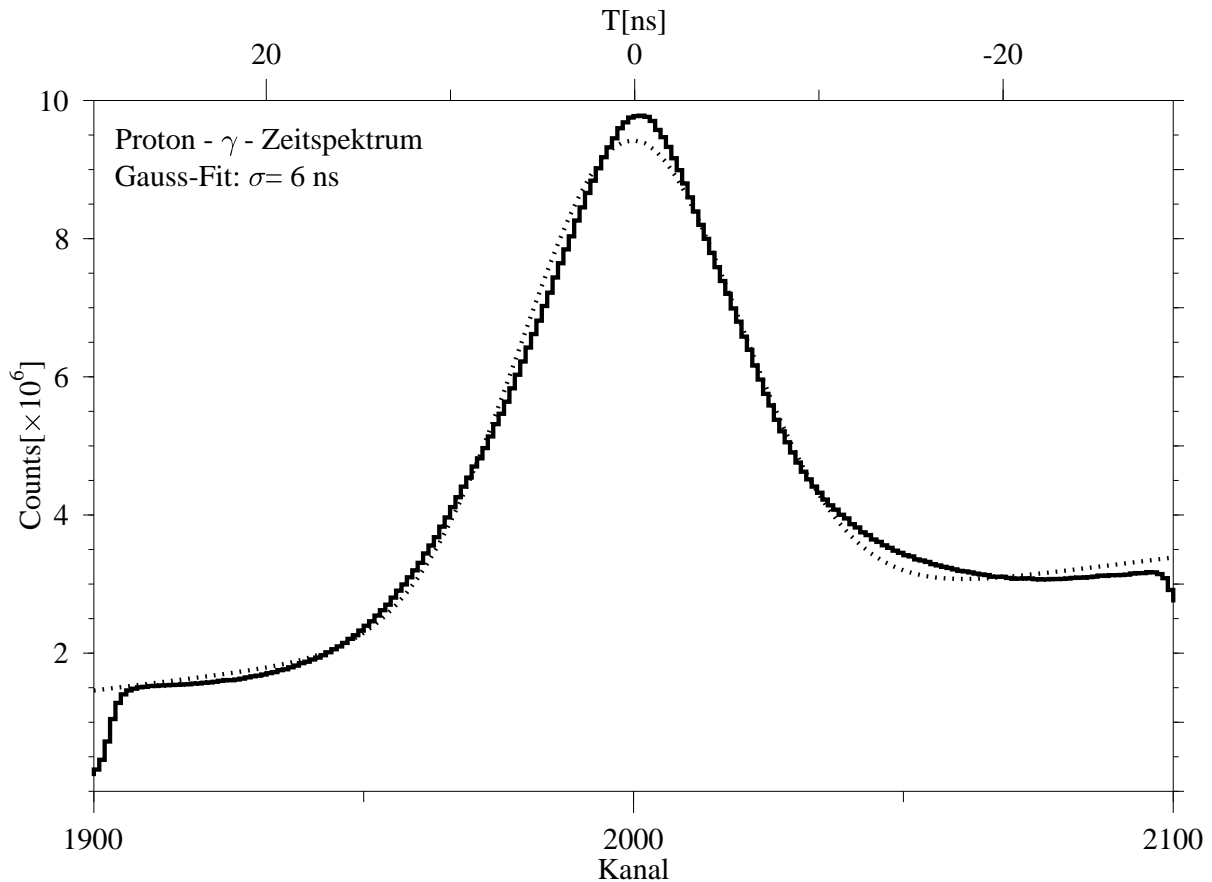


Abb. 5.9: Zeitspektrum zwischen koinzidenten Germanium- und Silizium-Signalen. Der linear ansteigende Untergrund ist Folge der hohen Zählraten, da die Wahrscheinlichkeit von schnell folgenden zufälligen Koinzidenzen größer ist als eine lange Zeitspanne (kleine Zeitdifferenzen befinden sich aufgrund von Analysetechniken rechts im Spektrum).

des Restkerns entsprechen. Will man also das Verzweigungsverhältnis eines inelastischen Zerfalls bestimmen, so sollte das Energiefenster die Möglichkeit des elastischen Zerfalls ebenso miteinbeziehen wie die Energie des Restsystems nach dem inelastischen Zerfall. Daher wurden bei der Analyse der Verzweigungsverhältnisse der verschiedenen Zustände unterschiedliche Fensterbreiten gewählt.

Die letzte Einschränkung vor der Erstellung der Matrizen bezüglich der Einsortierung von Ereignissen stellt eine generelle Energieselektion der Protonen dar. Da sich das Interesse auf Anregungen zwischen 2 MeV und 8 MeV konzentriert, werden dementsprechend nur Protonen-Energien $E'_p = E_p - E_\gamma$ zwischen 8 und 2 MeV zugelassen. Dies spielt im Falle von Events eine Rolle, bei denen je zwei Protonen und Photonen registriert wurden, da hier durch jede mögliche Kombination ein Ereignisspaar erzeugt wird und somit zusätzlicher

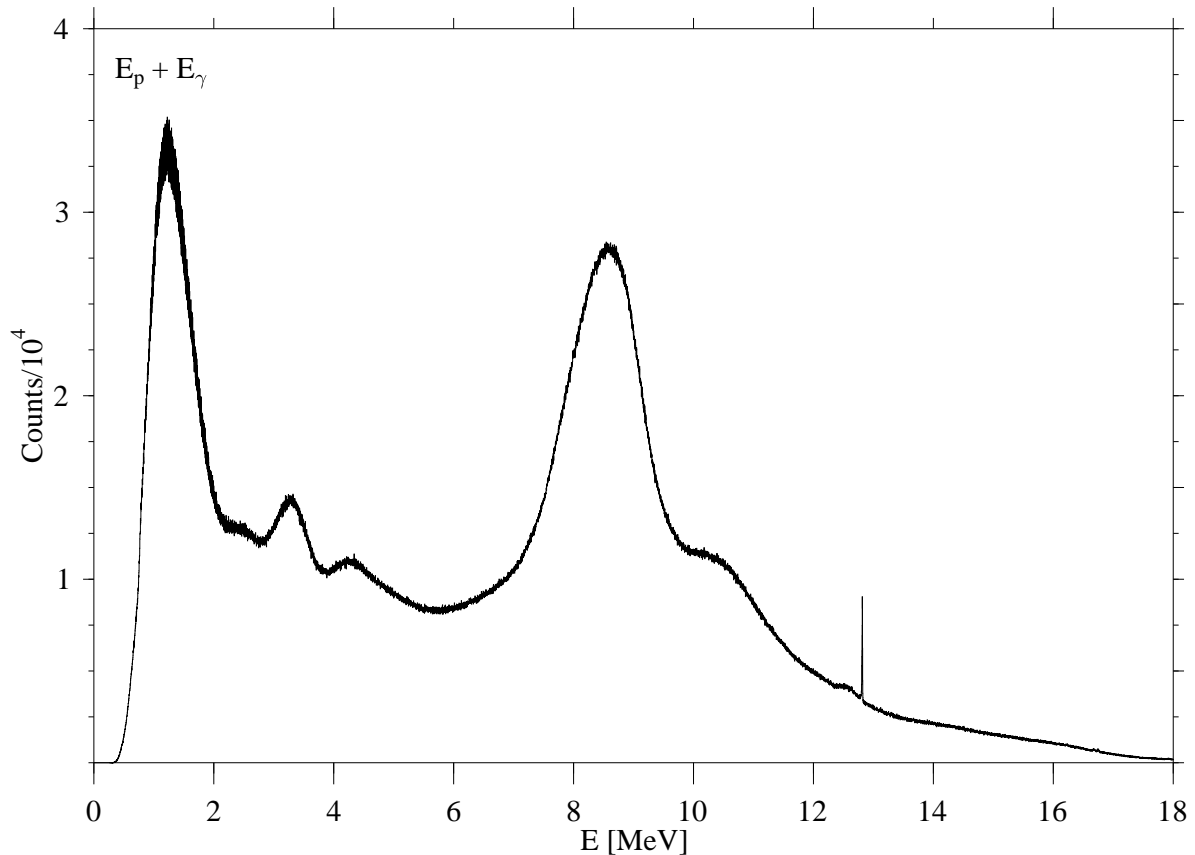


Abb. 5.10: Energiespektrum der Summe aus Protonen- und γ -Energie eines Events. Man erkennt verschiedene Strukturen, welche auf unterschiedliche Anregungen zurückzuführen sind. Der scharfe Peak bei ca. 13 MeV kommt durch Überlaufen eines ADCs zustande. Bei 10.4 MeV erkennt man einen breiten Peak, der den elastischen Zerfällen entspricht, da $E(p) + E(\gamma) = E(p_0)$. Die größte Struktur ganz links im Spektrum ist ansteigender Untergrund, welcher aufgrund der Filter vor den Clover-Detektoren zu noch kleineren Energien hin unterdrückt wird. Der große Peak bei ca. 8.5 MeV entspricht allen Reaktionen, bei denen der verbleibende Endzustand der 2_1^+ -Zustand des ^{140}Ce ist.

Untergrund entsteht. Der dadurch entfernte Protonen-Energiebereich ist zudem dominiert durch die inelastischen Übergänge der Targetverunreinigungen ^{16}O und ^{12}C , welche somit den Großteil des Untergrundes produzieren.

In Abb. 5.11 bzw. Abb. 5.12 sind die beschriebenen Schritte der Reduzierung des Untergrunds jeweils für Abb. 5.10 das Protonen-, und das γ -Spektrum gezeigt. Die linke Spalte stellt die Spektren dar, welche aus den Daten hervorgehen. Hier ist das Rohspektrum oben zu sehen und das endgültige Spektrum unten. Die rechte Spalte zeigt jene Spektren, auf welche die Schnitte gesetzt werden, um Untergrund zu reduzieren. Graue Felder bedeuten

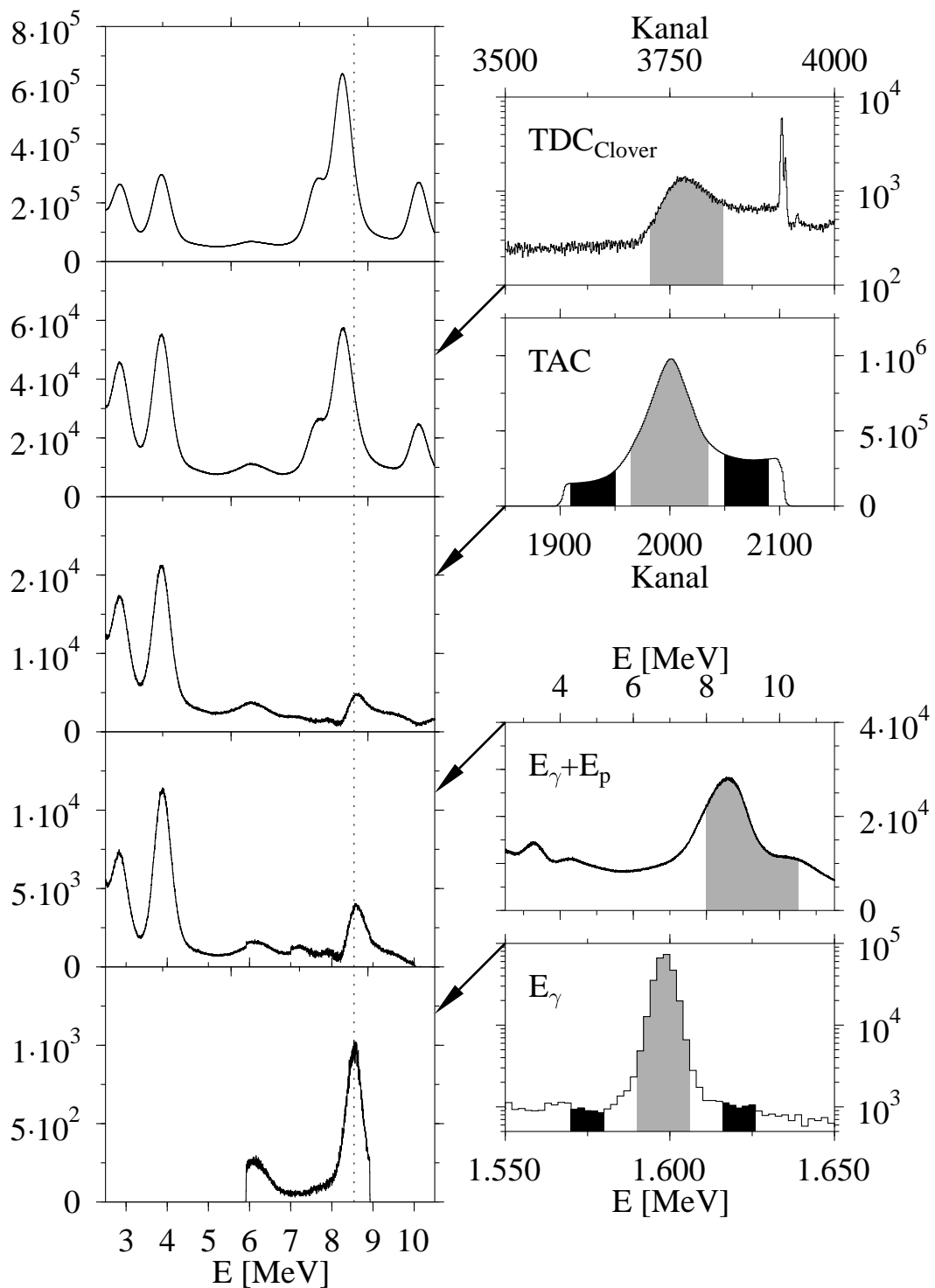


Abb. 5.11: Evolution des Protonen-Spektrums (linke Spalte). Die grau schattierten Zonen in den Spektren der rechten Seite stellen die zugelassenen Bereiche dar, während die schwarzen als statistischer Untergrund abgezogen werden. Die Pfeile weisen darauf hin, dass das Spektrum durch einen Cut auf das Spektrum des Ausgangsorts des Pfeils entsteht. Die gestrichelte Linie zeigt die zur Anregung des 2_1^+ -Zustands korrespondierenden Protonen, die aus dem Peak der elastisch an ^{16}O gestreuten Protonen herauswachsen. Nähere Erläuterungen im Text.

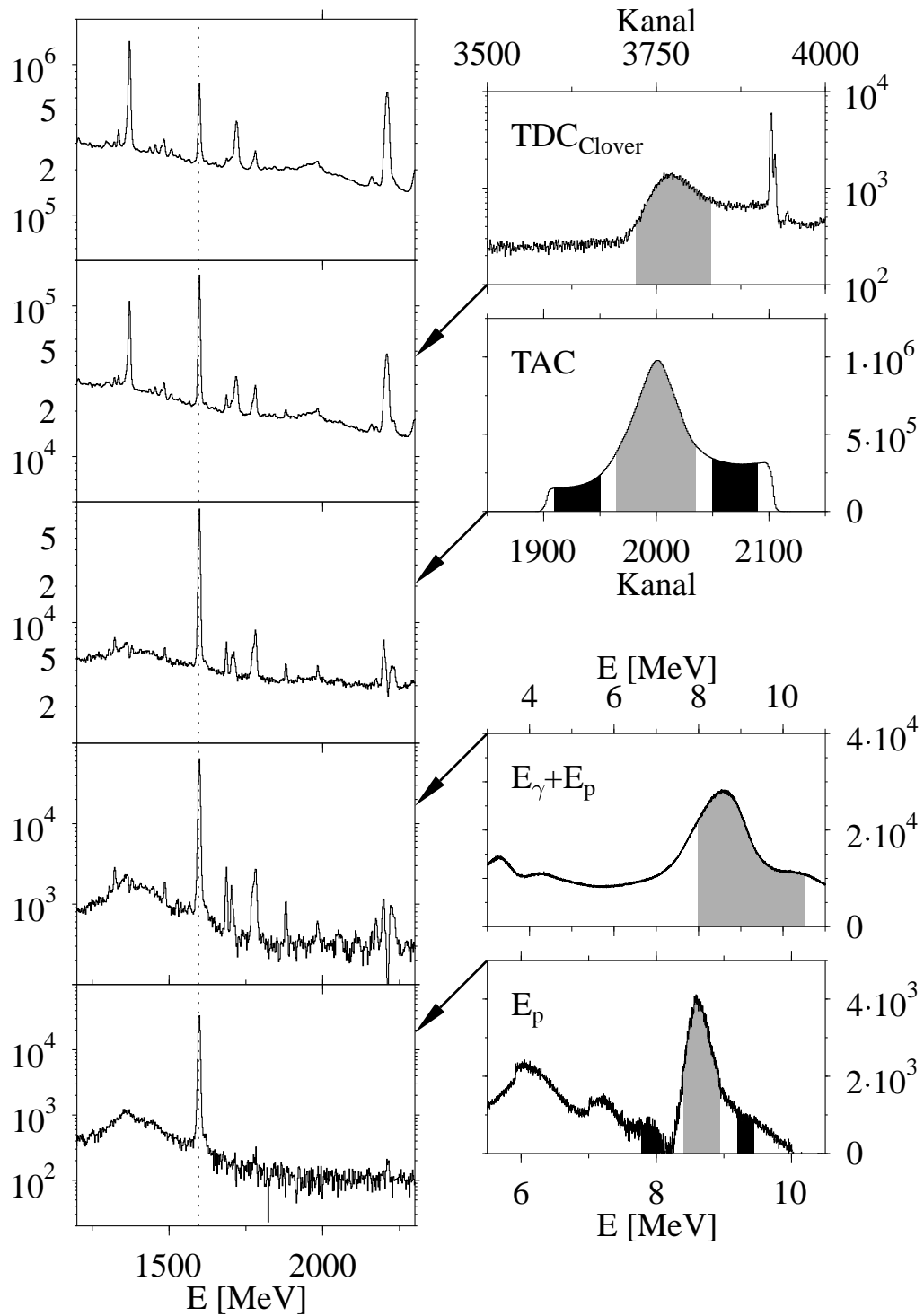


Abb. 5.12: Evolution des γ -Spektrums (linke Spalte). Die grau schattierten Zonen in den Spektren der rechten Seite stellen die zugelassenen Bereiche verschiedener Schnitte dar, während die schwarzen als statistischer Untergrund abgezogen werden. Die Pfeile weisen darauf hin, dass das Spektrum durch einen Cut auf das Spektrum des Ausgangsorts des Pfeils entsteht. Die gestrichelte Linie zeigt die Position des 2_1^+ -Zustands. Dieser wächst aus dem sehr hohen Photonenuntergrund heraus, während alle anderen Zustände schlussendlich verschwinden. Nähere Erläuterungen im Text.

den zugelassenen Bereich, schwarze hingegen einen Abzug von statistischem Untergrund. Die Pfeile symbolisieren das Hinzukommen des weiteren Schnitts gegenüber dem vorherigen Spektrum. In beiden Abbildungen sind in den Spektren jeweils die zum 2_1^+ -Zustand gehörenden Protonen bzw. Photonen mit der gestrichelten Linie gekennzeichnet.

Man erkennt in Abb. 5.11 deutlich, dass die zur Anregung des 2_1^+ -Zustands korrespondierenden Protonen aus der rechten Flanke des Peaks der an ^{16}O elastisch gestreuten Protonen herauswachsen. Die Abschneidekanten im letzten Protonen-Spektrum kommen durch die Kombination der Schnitte auf $E_\gamma + E_p$ bzw. E_γ zustande. Bei einem Einsatz beider Bedingungen werden die Protonenenergien auf die Breite der Summe beider Fensterbreiten eingeschränkt. Dies ist im Fall des letzten γ -Spektrums in Abb. 5.12 nicht zu erkennen, da es sich um einen zu kleinen Energie-Ausschnitt handelt. Hier sieht man, dass durch den Einsatz der Schnitte sukzessive Untergrund reduziert wird und unerwünschte Linien verschwinden.

Die Grobstruktur der Single-Protonen-Spektren in Abb. 5.11 wurden schon bei der Besprechung von Abb. 5.5 erklärt. Die am 2_1^+ -Zustand von ^{140}Ce gestreuten Protonen werden von der elastischen Linie des ^{16}O überdeckt. Im Bereich um 6.2 MeV findet man eine leichte Erhöhung, die durch inelastisch an einem Cluster von Zuständen in ^{140}Ce gestreute Protonen entsteht. Hierunter befindet sich auch der einem in diesem Experiment besonderen Fokus unterliegenden 1^- -Zustand bei 3642 keV. An diesem Spektrum kann man also erkennen, dass es sich bei der Mehrzahl der registrierten Protonen um Untergrund handelt, in dem Sinne, dass sie die Analyse der Spektren erschweren. Durchlaufen die Ereignisse die erste in Kap. 5.2.3 beschriebene Bedingung der Silizium-TDC-Spektren, verschwindet eine große Anzahl dieser Protonen. Relativ zu ihnen kann man eine Ansteigen der interessierenden Protonen erkennen. Nach dem Schnitt auf das Zeitspektrum und dem Abziehen von statistischem Untergrund verschwinden die elastisch gestreuten Protonen und die Protonen der Anregung des 2_1^+ -Zustands kommen hervor. Durch die Einschränkungen der Energieselektionen wird weiter Untergrund reduziert und die relevanten Protonen bleiben fast untergrundfrei zurück.

Ein ähnliches Verhalten ist auch in Abb. 5.12 zu erkennen. Durch die ersten beiden Schnitte auf die TDC-Spektren bzw. das Zeitspektrum wird sehr viel Untergrund reduziert und elastische Linien verschwinden. Durch die Schnitte auf die Energiespektren werden relevante Linien herausgefiltert.

Zur Zuordnung einer γ -Linie zu einem angeregten Zustand wird ein Energieschnitt auf die jeweilige γ -Energie gesetzt. Bei ausreichender Statistik kann man dann im Protonenspektrum einen Peak der koinzident gemessenen Protonen erkennen. Über deren Energie

und der bekannten Kinematik ($E_0(p)$, $m(\text{Target})$) ist es dann möglich, das γ -Quant dem bevölkerten Level zuzuordnen. So kann prinzipiell zwischen Grundzustandszerfall und inelastischem Zerfall unterschieden werden.

Auch lassen sich bisher unbekannte Levels identifizieren. Durch gemessene Photonen und dazu koinzident beobachtete Protonen, welche den kinematischen Anforderungen genügen, kann man einen Zerfall eindeutig einem Level in ^{140}Ce zuordnen. Erfolgt die Anregung in einem anderen Kern, so sind diese Bedingungen aufgrund der abweichenden Masse nicht gegeben, und der γ -Peak kann als Untergrund identifiziert werden.

5.3 Messung der Anregungsfunktion

Wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben ist die Einschussenergie der Protonen einer der wichtigsten experimentellen Parameter, um die Isobare Analog-Resonanz zu treffen und damit den Zerfall über Neutronenemission zu unterdrücken [130]. Dies bedeutet, dass man zunächst eine Anregungsfunktion dieser Reaktion messen muss.

Bei der Bestimmung der Anregungsfunktion der IAR in ^{140}Ce wurde die Bevölkerung des 2_1^+ -Zustands normiert auf die Anzahl der elastisch gestreuten Protonen gemessen. Die Anzahl der Zerfälle ist aufgrund der Bevölkerung über höher-liegende Niveaus vom Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung bestimmt. Die Anzahl der elastisch gestreuten Protonen hingegen hängt in erster Linie vom Rutherford-Wirkungsquerschnitt ab, welcher in der Breite des Energiefensters Abweichungen in der Größenordnung von nur 9% erfährt, also nahezu konstant bleibt. Die Resonanz in ^{140}Ce wurde in einem Test-Experiment am Tandem-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln vermessen. Hier wurden die Photonen mit Hilfe zweier 60%-Ge-Detektoren und die Protonen mit nur einem Silizium-Zähler detektiert. Diese Ausstattung erlaubt die Bestimmung der Resonanz über die oben beschriebene Methode, ist aber zur endgültigen Messung der Verzweigungsverhältnisse aufgrund der geringen Zähler-Effizienz nicht ausreichend.

Anhand der schon an ^{142}Nd und ^{144}Sm durchgeführten $(p, p'\gamma)$ -Experimente konnte die Resonanzenergie für ^{140}Ce gut abgeschätzt werden [28, 29]. Die Anregungsfunktion ist in Abb. 5.13 zu sehen. Man erkennt eine klare Resonanz mit Schwerpunkt bei 10.39 MeV. Durch die Datenpunkte wurde eine Lorentzkurve gelegt. Die Parameter sind im Bild angegeben. In den Isobaren ^{141}Ce und ^{141}Pr lassen sich verschiedene Paare von Isobaren Analogresonanzen einander zuordnen. Der Unterschied ihrer Coulomb-Energien beträgt in allen Fällen um 9.75 MeV. Für den Kern ^{141}Ce existieren allerdings keine Daten oberhalb 3.7 MeV, sodass eine Zuordnung zu dem bei 5.84 MeV erwarteten $3/2^-$ -Zustand nicht

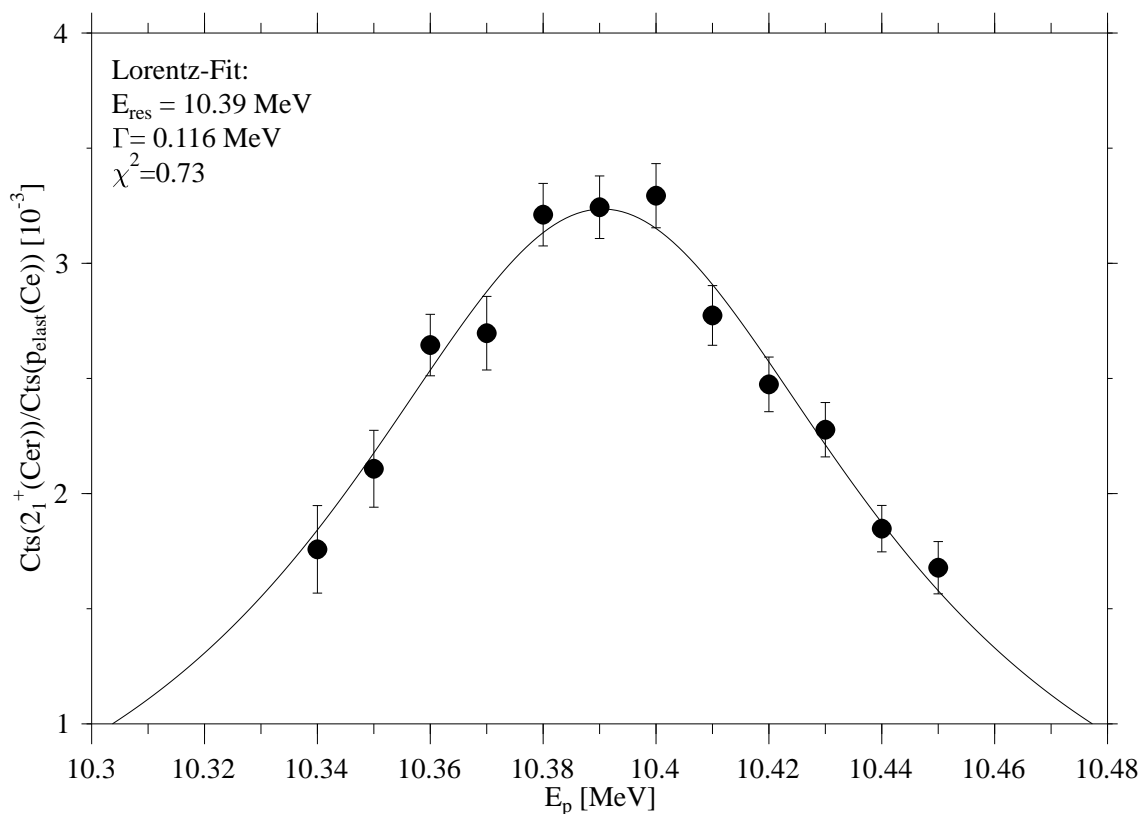


Abb. 5.13: Anregungsfunktion der $(p, p'\gamma)$ -Reaktion an ^{140}Ce . Zu erkennen ist eine eindeutige Resonanz bei ca. 10.4 MeV. Eine Lorentz-Anpassung ist ebenfalls eingezeichnet

möglich ist.

Damit ergibt sich für das Protonenstreuexperiment an ^{140}Ce die in Abb. 5.14 schematisch dargestellte Situation. Gezeigt ist die im Experiment gewählte Anregung mit der Protonenenergie von 10.4 MeV.

5.4 Ergebnisse

Die in Abschnitt 5.2 beschriebenen Techniken wurden benutzt, um das Zerfallsverhalten verschiedener Levels, insbesondere solcher mit Spin $J = 1$, in ^{140}Ce zu untersuchen. Zunächst wird auf den als Kandidat des $|2^+ \otimes 3^-; 1^- \rangle$ -Zustands eingegangen, um dann die weiteren beobachteten Zustände zu besprechen.

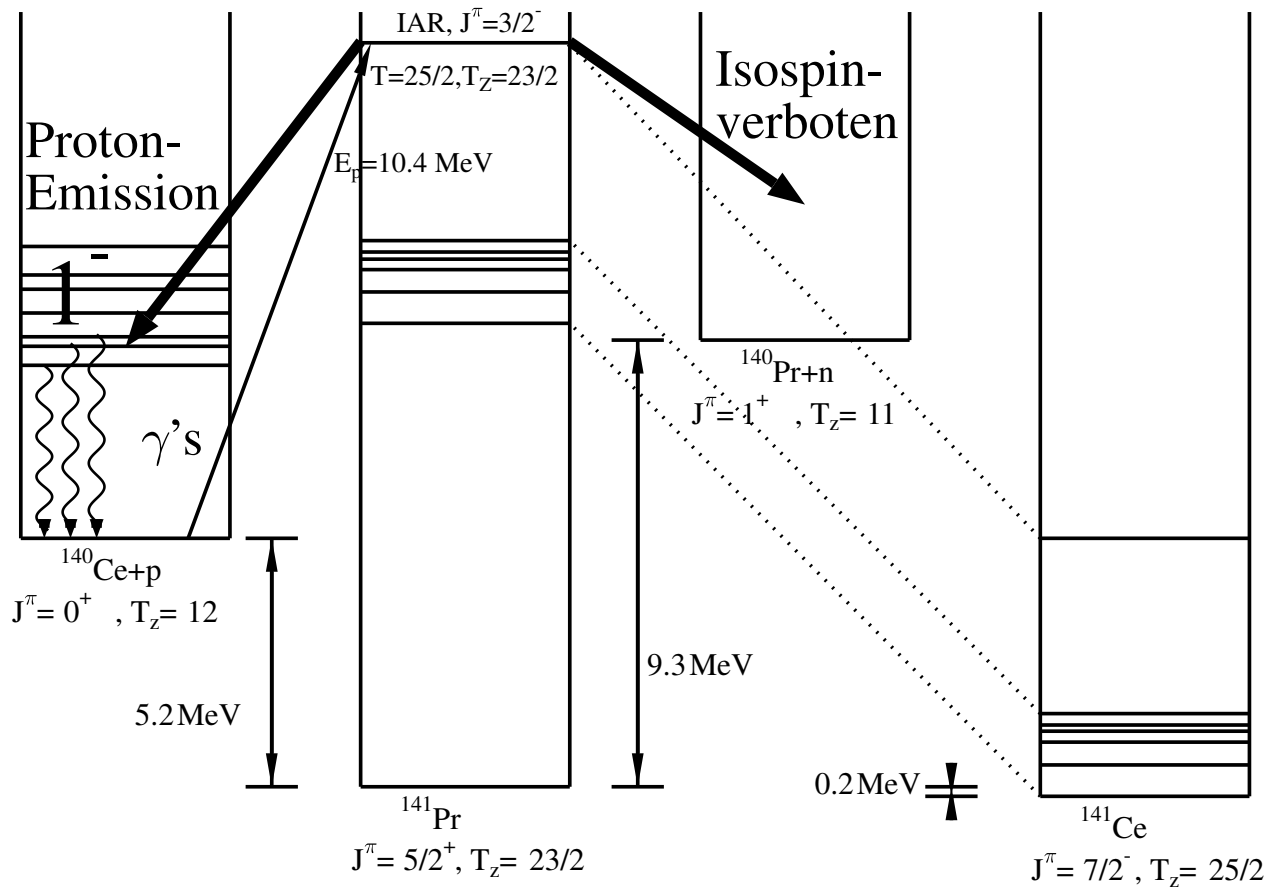


Abb. 5.14: Schematische Darstellung eines $(p, p'\gamma)$ -Experiments an ^{140}Ce

5.4.1 Zerfall des Zwei-Phononen-Zustands

In diesem Experiment wurde versucht, ein Verzweungsverhältnis von nur 0.41% zu beobachten. Zudem findet der gesuchte γ -Zerfall in einem relativ niedrigen Energiebereich statt, in dem sehr viel Untergrund die Analyse der Spektren erschwert (z.B. befindet sich der gesuchte Zerfall bei $E_\gamma = 1176$ keV, direkt neben der 1173 keV-Linie des ^{60}Co , welche durch Aufaktivierung am SASSYER-Magneten entstand). Deshalb mussten die in Kapitel 5.2.3 beschriebenen Untergrund-unterdrückenden Maßnahmen sehr genau durchgeführt werden, um diesen Zerfall überhaupt beobachten zu können. Das Ergebnis dieser Suche ist in Abb. 5.15 zu sehen. Dort stellt das große Spektrum das Resultat des im Inlay gezeigten Schnitts auf die Protonenenergie dar. Die kleinen Spektren unterhalb sind Vergrößerungen der relevanten Energiebereiche bei den Energien der inelastischen Zerfälle (rechts $1_1^- \rightarrow g.s.$, links $1_1^- \rightarrow 3_1^-$). Im Protonenspektrum symbolisiert der graue Bereich den der zugelassenen Protonen, wohingegen die schwarzen Bereiche als statistischer Un-

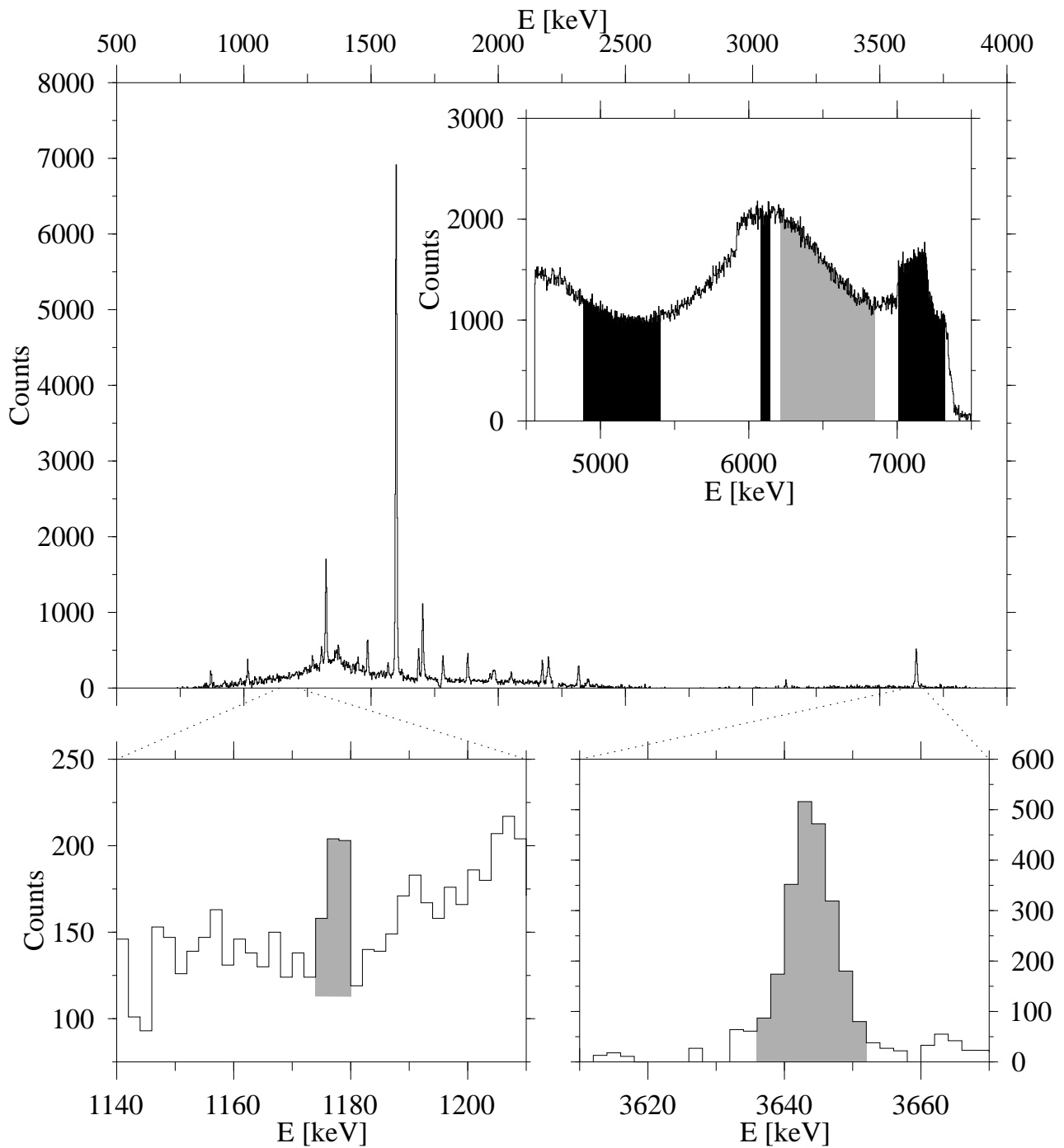


Abb. 5.15: Suche nach dem Zerfall des Zwei-Phononen-Zustands. Das große Spektrum zeigt das Resultat des Schnitts auf die Protonenenergie $E_p = 6.53$ MeV mit einer Gesamtbreite von 570 keV, welcher als Inlay gezeigt ist (grauer Bereich: zugelassen, schwarze Bereiche: statistischer Untergrund). Die beiden unteren Spektren zeigen die Vergrößerungen der relevanten Energiebereiche des Zerfalls in den 3_1^- -Zustand bei $E_\gamma = 1176$ keV und des Grundzustandszerfalls bei $E_\gamma = 3642$ keV. Die Untergrundbereiche im Protonenschnitt wurden so gewählt, dass hauptsächlich rein statistische Hintergrundstrahlung unterdrückt wurde. Der schmale Bereich bei ca. 6.1 MeV wurde extra hinzugenommen, um eine Linie bei 3661 keV aus dem Spektrum zu entfernen.

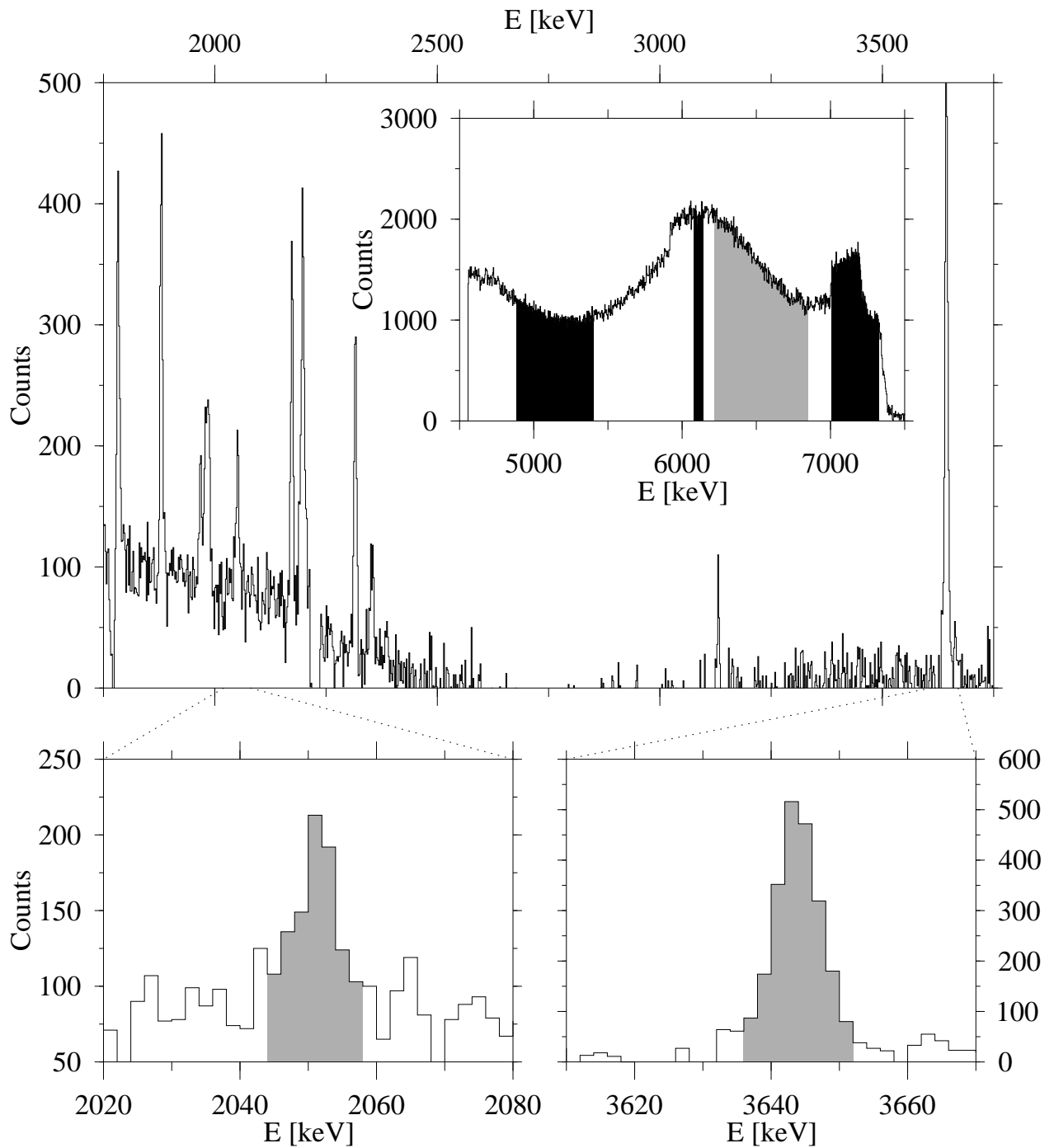


Abb. 5.16: Suche nach dem Zerfall des Zwei-Phononen-Zustands. Das große Spektrum zeigt das Resultat des Schnitts auf die Protonenenergie $E_p = 6.53$ MeV mit einer Gesamtbreite von 570 keV, welcher als Inlay gezeigt ist (grauer Bereich: zugelassen, schwarze Bereiche: statistischer Untergrund). Die beiden unteren Spektren zeigen die Vergrößerungen der relevanten Energiebereiche um den Grundzustandszerfall bei $E_\gamma = 3642$ keV und den Zerfall in den 2_1^+ -Zustand bei $E_\gamma = 2047$ keV. Die Untergrundbereiche im Protonenschnitt wurden so gewählt, dass hauptsächlich rein statistische Hintergrundstrahlung unterdrückt wurde. Der schmale Bereich bei ca. 6.1 MeV wurde extra hinzugenommen, um die Linie bei 3661 keV aus dem Spektrum zu entfernen.

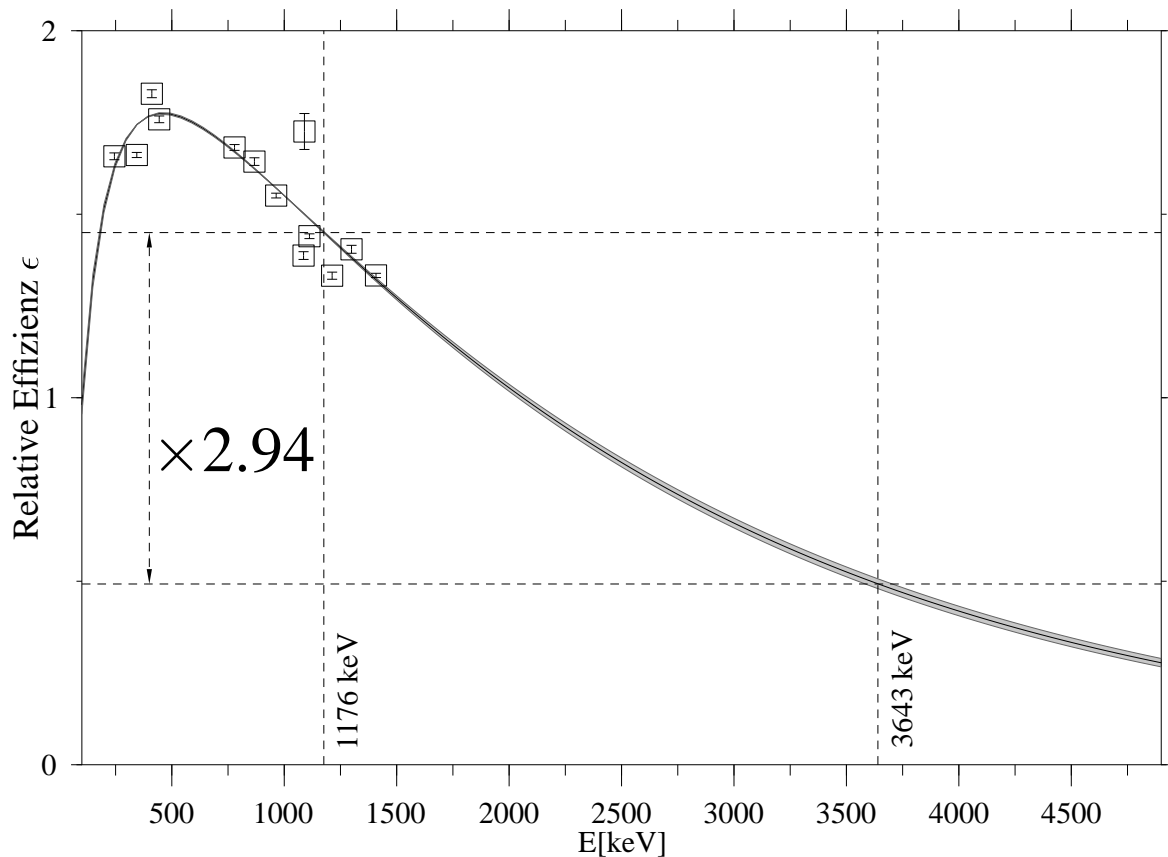


Abb. 5.17: Effizienz des Clover-Arrays. Eingezeichnet ist eine Anpassung an die Datenpunkte und deren Extrapolation. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Energien des Grundzustandzerfalls bzw. des Zerfalls in den 3_1^- -Zustand vom Kandidaten des Zwei-Phononen-Zustands. Zwischen diesen beiden Energien fällt die Effizienz des Arrays um einen Faktor 2.94 ab. Der graue Bereich zeigt den 1σ -Fehlerbereich der Anpassung.

tergrund abgezogen werden. Letztere werden bevorzugt in Tälern genommen, da es sich hier um rein statistische Untergrundstrahlung handelt. Der schmale Bereich auf der Resonanz bei ca. 6.1 MeV wird abgezogen, um einen konkurrierenden Zerfall bei 3661 keV aus dem Spektrum gezielt zu entfernen.

Nachweis des Zwei-Phononen-Charakters des 1_1^- -Zustands in ^{140}Ce

Um nun zu überprüfen, ob es sich bei dem Photon mit $E_\gamma = 1176$ keV um den Zerfall des 1_1^- -Zustands bei 3642 keV in den 3_1^- -Zustand, also um die Vernichtung des gleichen Quadrupolphonons handelt wie beim Grundzustandszerfall des 2_1^+ , muss man auf Formel (3.31) zurückgreifen, welche unten nochmals aufgeführt wird. Die zum Nachweis notwendigen Werte sind in Tab. 5.3 dargelegt. Die relativen Effizienzen wurden mit Hilfe einer ^{152}Eu - γ -Quelle gemessen und eine Anpassung an die Werte durchgeführt. Dies ist in Abb. 5.17 zu sehen. In diesem Bild wurden exemplarisch die Werte des gesuchten Zerfalls des Zwei-Phononen-Zustands eingefügt.

$$\frac{B(E2)_{1^- \rightarrow 3_1^-}}{B(E2)_{2^+ \rightarrow gs}} = \frac{\Gamma_{1^- \rightarrow gs}}{\Gamma_{2^+ \rightarrow gs}} \cdot \frac{A_{1^- \rightarrow 3_1^-}}{A_{1^- \rightarrow gs}} \cdot \frac{\varepsilon(E(1^-))}{\varepsilon(E(1^-) - E(3_1^-))} \cdot \left[\frac{E_\gamma(2^+ \rightarrow gs)}{E_\gamma(1^- \rightarrow 3_1^-)} \right]^5 \quad (3.31)$$

$$= 1.10 \pm 0.60$$

Das Ergebnis zeigt, dass die $B(E2)$ -Stärken der Zerfälle $2_1^+ \rightarrow gs$ und $1^- \rightarrow 3_1^-$ innerhalb der Fehler übereinstimmen. Es kann deshalb angenommen werden, dass es sich hier um die Vernichtung des gleichen Quadrupolphonons handelt.

Ist dieser Zerfall zu beobachten, so sollte natürlich auch das Pendant, der Zerfall in den 2_1^+ -Zustand unter Vernichtung des Oktupolphonons zu sehen sein. Auch hier gilt prinzipiell, dass $B(E3)(1^- \rightarrow 2_1^+) = B(E3)(3^- \rightarrow gs)$. Jedoch lassen sich in diesem Fall die Zerfallsstärken der Depopulationen nicht miteinander vergleichen. Der Zerfall in den 2_1^+ -Zustand kann im Gegensatz zum Grundzustandsübergang des 3_1^- -Zustands auch über elektrische Dipolstrahlung stattfinden, welche den $E3$ -Zerfall dominiert.

Handelt es sich bei dem 1^- -Level um den gesuchten Zwei-Phononen-Zustand, so sollte der in Abb. 5.16 gezeigte $E1$ -Übergang zu sehen sein. Seine Abwesenheit wäre ein starkes Gegenargument.

Tab. 5.3: Daten zum Nachweis des Zwei-Phononen-Charakters des 1_1^- -Zustands bei 3642 keV.

$E_{2_1^+ \rightarrow gs}$ [keV]	$E_{1^- \rightarrow 3_1^-}$ [keV]	$\frac{\varepsilon(E(1^-))}{\varepsilon(E(1^- \rightarrow 3_1^-))}$	$\Gamma_{1^- \rightarrow gs}$ [meV]	$\Gamma_{2^+ \rightarrow gs}$ [meV]	$A_{1^- \rightarrow 3_1^-}$	$A_{1^- \rightarrow gs}$
1596.23(3)	1175.9(10)	0.3398(35)	350.8(180)	6.00(87)	29(15)	2417(82)

Trotz der Untergrund-unterdrückenden Maßnahmen kann man in den beiden oberen Spektren der Abbildungen 5.15 und 5.16 eine recht hohe Anzahl an Linien sehen. Um daher auszuschließen, dass es sich bei den ausgewerteten Peaks um Untergrundlinien handelt, kann man die Schnittbereiche im Protonenspektrum variieren. Dies ist in Abb. 5.18 demonstriert. Die obere Reihe zeigt den Bereich des γ -Spektrums um den Zerfall $1_1^- \rightarrow 2_1^+$ bei 1176 keV und die untere Reihe den des $1_1^- \rightarrow 3_1^-$ -Zerfalls bei 2047 keV. In der mittleren Reihe ist das Protonenspektrum um 6.53 MeV, also die Energie der das 1_1^- -Level bevölkernden Protonen, dargestellt. Der dunkelgraue Bereich in den Protonenspektren zeigt die variierende

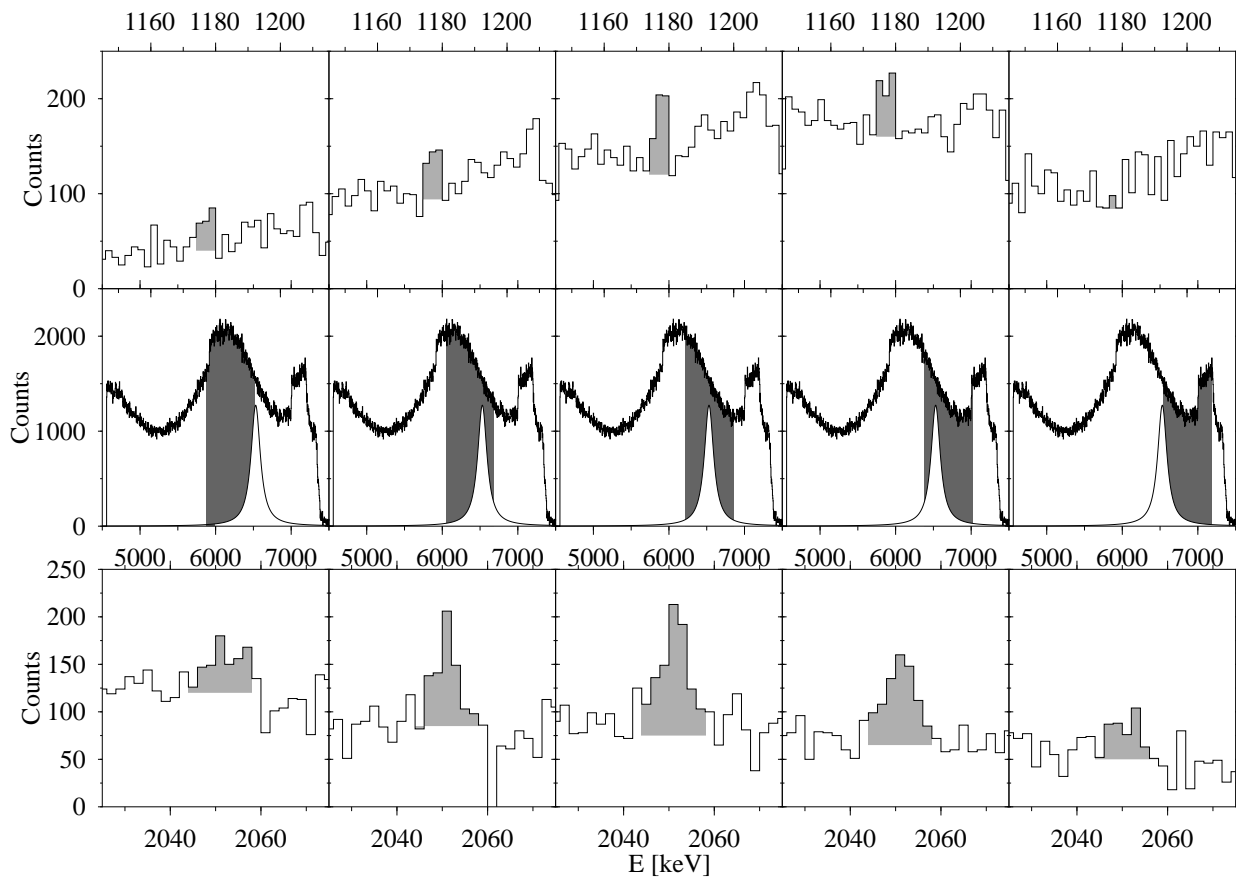


Abb. 5.18: Variation des Schnitts der Protonenenergie. Der dunkelgraue Bereich in den Protonenspektren (mittlere Reihe) zeigt die zugelassenen Energien verschiedener Schnitte im Vergleich zu einer Lorentzverteilung um 6.53 MeV (Restenergie der Protonen nach Anregung des 1_1^- -Levels). Die obere bzw. untere Reihe zeigen die jeweiligen Energiebereiche der Zerfälle des Zwei-Phononen-Zustands bei 1175 keV (oben: $1_{2-phonon}^- \rightarrow 3_1^-$) und 2047 keV (unten: $1_{2-phonon}^- \rightarrow 2_1^+$) in den γ -Spektren. Die Peaks verschwinden langsam beim Herauswandern des Schnittfensters aus dem geeigneten Protonen-Energiebereich.

Region des Energieschnitts. In Weiß ist zur Orientierung eine Lorentzkurve um 6.53 MeV gezeichnet. Die jeweils übereinander angeordneten Spektren korrespondieren zueinander. Man erkennt, dass mit dem Herauswandern des Energieschnitts aus der Lorentzkurve die beiden Peaks der Zerfälle langsam verschwinden. Dies ist der eindeutige Nachweis dafür, dass es sich hierbei nicht um Untergrundlinien handelt, sondern dass die beobachteten Peaks wirklich dem Zerfall des 1_1^- -Levels zuzuordnen sind. Im Fall des Spektrums links unten, also des Zerfalls in den 3_1^- -Zustand lässt sich erahnen, dass ein weiterer Peak bei 2058 keV herauswächst. Bei weiterer Verschiebung des Energiefensters zu kleinen Protonenenergien hin kann dies bestätigt werden. Der Peak gehört zum Zerfall des 3654 keV-Levels in den 2_1^+ -Zustand. Dies verdeutlicht die Sensitivität dieser Methode.

5.4.2 Zerfälle der weiteren beobachteten Zustände

Neben dem Nachweis des Zerfalls des Zwei-Phononen-Zustands war es außerdem Ziel des Experiments, Daten über das Zerfallsverhalten weiterer angeregter Levels – vorzugsweise von $J^\pi = 1^-$ -Zuständen – zu sammeln. Der Zerfall der Isobaren Analogresonanz erfolgte allerdings ausschließlich in die Energieregion unterhalb 5 MeV, weshalb die Mehrzahl der in (γ, γ') -Experimenten [8] beobachteten $J^\pi = 1^-$ -Levels nicht bevölkert wurde. Auch ist die Methode der inelastischen Protonenstreuung prinzipiell nicht Spin-selektiv. Hier können Zustände aller Drehimpulse bevölkert werden. Von den drei bevölkerten 1^- -Zuständen bei 3642 keV, 4170 keV und 4353 keV wurden jedoch Informationen über deren Zerfallsverhalten gesammelt. Auch von den übrigen Levels höheren Spins wurden einige Zerfälle beobachtet, und deren Verzweigungsverhältnisse bestimmt. Tab. 5.4 zeigt die Ergebnisse zusammen mit schon bekannten Übergängen. Verglichen werden die extrahierten Verzweigungsverhältnisse mit den in den Nuclear Data Sheets angegebenen [111]. Konnte ein Übergang nicht beobachtet werden, sind obere Grenzen angegeben.

Im Energiebereich zwischen 2.3 und 3.2 MeV ist ein Vergleich der in diesem Experiment extrahierten Verzweigungsverhältnisse mit den Literaturdaten möglich [111, 132, 133]. Es zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung, was die Glaubwürdigkeit der Daten auch im Bereich höherer Energien untermauert.

Insgesamt konnten 23 γ -Zerfallsintensitäten von neun verschiedenen Zuständen erstmals bestimmt werden. Bei acht Zuständen können bezüglich ihrer Zerfallseigenschaften zehn obere Grenzen angegeben werden. Zwei neue Levels wurden etabliert und deren Zerfälle zugeordnet. Im Zuge dessen konnte über eine empirische Systematik deren Spin eingegrenzt werden. So wurden in diesem Experiment bei bekannten Spins von Ausgangs- und

Endzustand ausschließlich Zerfälle mit Spindifferenzen von $\Delta J \leq 2$ beobachtet.

Tab. 5.4: Beobachtete Zerfälle in ^{140}Ce . Angegeben sind Ausgangs- und Endzustand, die jeweiligen Spins und Paritäten und das Verzweigungsverhältnis I_γ in Prozent verglichen mit den Werten aus den NNDC Data-Sheets [111]. Existiert in dieser Tabelle keine Angabe für Literaturwerte, so wurde nur das Level nachgewiesen, nicht jedoch ein Zerfall identifiziert. Neu gefundene Zustände wurden mit einer Fußnote extra gekennzeichnet. Konnte ein in der Literatur aufgeführter Zerfall nicht beobachtet werden, ist eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis angegeben. Sie wurde aus Abschätzungen einer theoretisch noch-beobachtbaren Linienfläche extrahiert.

E_{level} (keV)	E_γ (keV)	E_{final} (keV)	J_{initial}^π \hbar	J_{final}^π \hbar	I_γ	I_γ^{Lit}
1596.23(3)	1596.45(3) ^a	gs	2 ⁺	0 ⁺	100	100
1903.31(6)	1903.5	gs	0 ⁺	0 ⁺	<20(2)	— ^f
	306.6(6) ^a	1596.23(3)	0 ⁺	2 ⁺	100	100
2083.25(3)	2083.2(5)	gs	4 ⁺	0 ⁺	<10(1)	0.0254(15)
	487.0(5) ^a	1596.23(3)	4 ⁺	2 ⁺	100	100.0(17)
2347.88(3)	2348.3(5) ^a	gs	2 ⁺	0 ⁺	32(3)	20.0(2)
	752.8(7) ^a	1596.23(3)	2 ⁺	2 ⁺	100(3)	100(1)
	445.5(3)		2 ⁺	0 ⁺	<15(1)	0.081(27)
2349.81(3)	267.7(5) ^a	2083.25(3)	5 ⁺	4 ⁺	82(14)	100(20)
	242.0(10) ^a	2107.85(3)	5 ⁺	6 ⁺	100(14)	94(20)
2412.01(3)	815.7(7) ^a	1596.23(3)	3 ⁺	2 ⁺	100(9)	100(2)
	328.8(8) ^a	2083.25(3)	3 ⁺	4 ⁺	99(9)	90(2)
	64.14(1)	2347.88(3)	3 ⁺	2 ⁺	— ^e	0.046(17)
2464.08(4)	2464.1(5)	gs	3 ⁻	0 ⁺	<3.6(4)	0.141(14)
	867.8(3) ^a	1596.23(3)	3 ⁻	2 ⁺	100	100(1)
2547.23(3)	2547.34(11)	gs	1 ⁺	0 ⁺	28(3)	19.7(9)
	950.9(3) ^a	1596.23(3)	1 ⁺	2 ⁺	100	100(1)
2899.65(15)	2900.7(10) ^a	gs	2 ⁺	0 ⁺	100(4)	100(1)
	1302.3(7) ^a	1596.23(3)	2 ⁺	2 ⁺	52(4)	69(9)
3118.55(16) ^a	3118.0(5)	gs	2 ⁺	0 ⁺	100(1)	100
	1522.7(10) ^a	1596.23(3)	2 ⁺	2 ⁺	11(1)	

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung Tab 5.4.

E_{level} (keV)	E_{γ} (keV)	E_{final} (keV)	J_{initial}^{π} \hbar	J_{final}^{π} \hbar	I_{γ}	I_{γ}^{Lit}
3168.3(15)	818.4(7) ^a	2347.88(3)	(2,3,4) ^d	2 ⁺	100	— ^f
		2349.81(3)		5 ⁺	100	
		1085		4 ⁺	<100	
3255.8(7)	844.1(5) ^a	2412.01(3)	5 ⁻	3 ⁺	100	— ^f
		740	5 ⁻	3 ⁺ , 3 ⁺	<65(6)	
		774	5 ⁻	4 ⁺	<66(6)	
3394.68(9)	1044.7(1) ^a	2349.81(3)	(4 ⁻)	5 ⁺	93(10)	100
3394.68(9)	982.7(4) ^a	2412.01(3)	(4 ⁻)	3 ⁺	100	
3395.1(10)		2412.01(3)	(4 ⁺)	3 ⁺	100	
3473.6(2)	1878.1(4) ^a	1596.23(3)	3 ⁻	2 ⁺	100	100(14)
		992.9(5)	3 ⁻	4 ⁺	<16(2)	21(7)
		2480.92(3)	3 ⁻	4 ⁺	<16(2)	21(7)
3642.2(6) ^b	3639.6(7) ^a	gs	1 ⁻	0 ⁺	100(1)	— ^f
		1175.9(5) ^a	1 ⁻	3 ⁻	0.41(21)	— ^f
		2047.2(4) ^a	1 ⁻	2 ⁺	13(1)	
3661.2	1031.9(5) ^a	2628.88(6)	(7,8)	6 ⁺	100	— ^f
3792(4)	1445.2(7) ^a	2347.88(3)	3 ⁻	2 ⁺	100	
3895.3(1)	180.0	3715.3	9 ⁺	10 ⁺	— ^e	
		274.2	9 ⁺	8 ⁺	— ^e	— ^f
		382.1(6) ^a	9 ⁺	8 ⁺	100	— ^f
3911(10)	2314.4(4) ^a	1596.23(3)	4 ⁺ , 5 ⁻	2 ⁺	100	100
3980	2385.9(8) ^a	1596.23(3)	3 ⁻	2 ⁺	100	
4000(4)	1484.1(4) ^a	2515.76	4 ⁻	3, 4 ⁺	100(1)	
		830.1(6) ^a	4 ⁻		15(1)	
4147.7(5) ^c	4146.4(8) ^a	gs	(1,2,3) ^d	0 ⁺	26(2)	100(2)
		2551.4(6) ^a	(1,2,3) ^d	2 ⁺	30(2)	
		1800.4(9) ^a	(1,2,3) ^d	2 ⁺	8(2)	
		1684.5(3) ^a	(1,2,3) ^d	3 ⁻	100(2)	
4173.6(9) ^b	4169.0(3) ^a	gs	1	0 ⁺	100(1)	4(1)
		2573.8(6) ^a	1	2 ⁺	4(1)	
4196.6(10) ^c	4193.9(7) ^a	gs	(1,2,3) ^d	0 ⁺	100(6)	62(6)
		2599.2(5) ^a	(1,2,3) ^d	2 ⁺	62(6)	

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung Tab 5.4.

E_{level} (keV)	E_{γ} (keV)	E_{final} (keV)	$J_{initial}^{\pi}$ \hbar	J_{final}^{π} \hbar	I_{γ}	I_{γ}^{Lit}
	676.9(4) ^a	3520.86	(1,2,3) ^d	(4 ⁺)	50(4)	
4263.5(11)	2156.2(7) ^a	2107.85(3)	10 ⁺	6 ⁺	100	
	548.3	3715.3(9)	10 ⁺	10 ⁺	<34(5)	
	368.1	3895.3(1)	10 ⁺	9 ⁺	<34(5)	
4354.9(8) ^b	4353.9(3) ^a	gs	1	0 ⁺	100(2)	
	2758.0(5) ^a	1596.23(3)	1	2 ⁺	20(2)	
4580(4)	2983.2(5) ^a	1596.23(3)	2 ⁻	2 ⁺	100(7)	
	1921.1(7) ^a	2658.3(15)	2 ⁻		44(7)	
	1097.2(8) ^a	3484.2(10)	2 ⁻	6 ⁺	37(5)	

^a Diese Arbeit^b Werte aus [8]^c Bisher unbeobachtetes Level^d Angabe des Spins über empirische Systematik^e Energie unterhalb Nachweisschwelle^f Zerfall vorher beobachtet, keine Angabe von Verzweungsverhältnissen

5.5 Kontext

In Tab. 5.5 sind die Eigenschaften der beobachteten Zwei-Phononen-Zustände der $N = 82$ -Kerne als Systematik zusammengefasst. Von den vier in (γ, γ') -Experimenten untersuchten stabilen Kernen konnte in drei Fällen das Verzweungsverhältnis des 1_1^- -Zustands in die 2_1^+ - bzw. 3_1^- -Zustände beobachtet werden [28, 29]. Diese weisen – wie in Abb. 5.19 zu sehen – innerhalb der Fehlergrenzen eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen bezüglich ihrer Zerfallsstärke auf. Mit dem hier vorgestellten Experiment an ^{140}Ce wurde das bisher kleinste Verzweungsverhältnis in diesen Isotonen nachgewiesen. Mit dem expliziten Nachweis der Zwei-Phononen-Struktur in den drei $N = 82$ -Isotonen kann diese Anregungsform in der schweren Massenregion als etabliert angesehen werden. Während es auch um $A = 30 - 50$ aufgrund der Anregungsenergien und $B(E1)$ -Zerfallsstärken von $J^{\pi} = 1^-$ -Zuständen Kandidaten gibt, ist der Nachweis hier noch nicht erbracht.

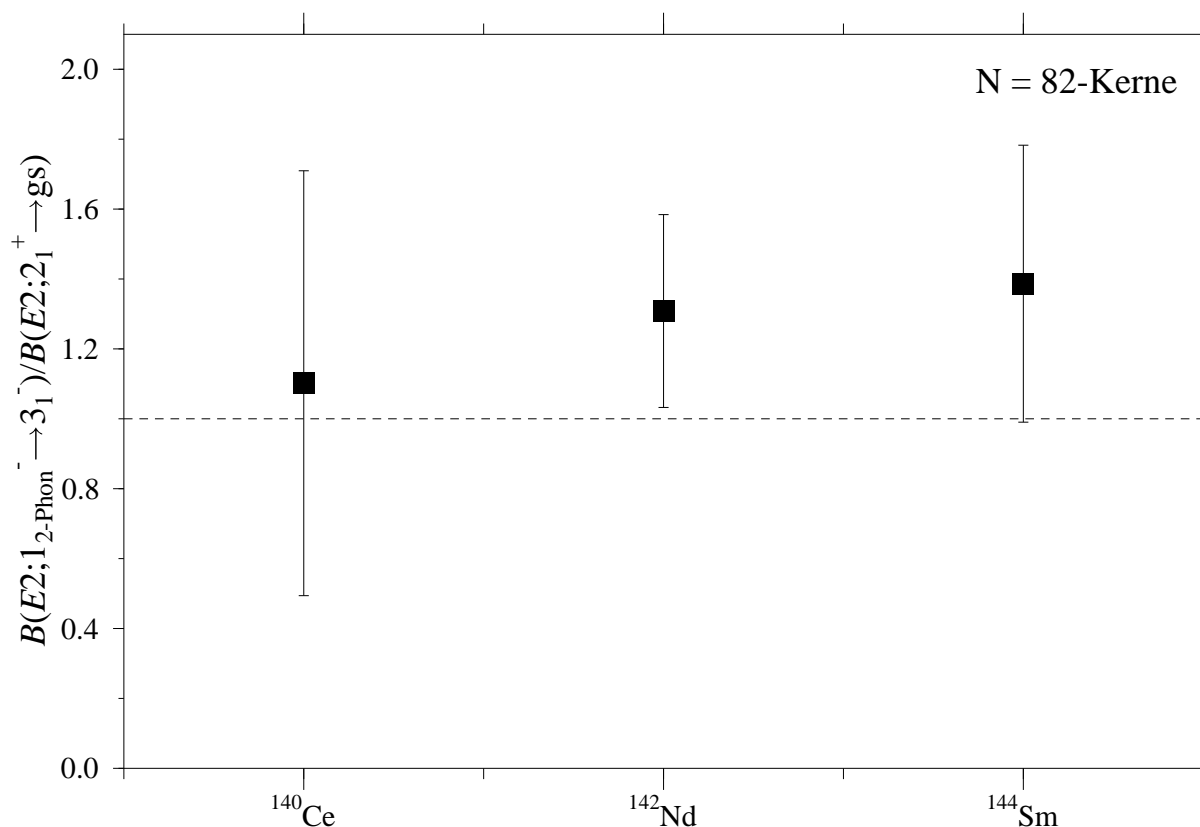


Abb. 5.19: Systematik der Zwei-Phononen-Zerfälle in den N=82-Kernen. Die gestrichelte Linie bei 1.0 gibt den theoretischen Wert für das Verhältnis der $B(E2)$ -Stärken unter Annahme harmonischer Kopplung an. Mit diesem stimmen die experimentell ermittelten Daten gut überein.

Das Bild der Kopplung zweier Phononen liefert eine sehr gute Erklärung für die Zerfälle der 1^- -Zustände in andere angeregte Zustände, allerdings ist ihr sehr starker Grundzustandszerfall im Phononenbild nicht erklärbar, da es sich hierbei um eine gleichzeitige Vernichtung zweier Phononen handelt, was zu eher kleinen $B(E1)$ -Stärken führen sollte. Dieses Problem wird im Bild einer sogenannten Cluster-Interpretation [67] behandelt. Dort wird die Struktur der gekoppelten Oberflächenschwingung gleichgesetzt mit einer Schwingung eines α -Teilchens innerhalb des Atomkerns. In verschiedenen Kernregionen (Oberfläche, Kerninneres) herrschen somit unterschiedliche N/Z-Verhältnisse und durch die dynamische Bewegung kommt es zu einem Dipolmoment. In diesem Bild können somit auch die starken Grundzustands-Zerfallsstärken erklärt werden. Da sich die gekoppelte

Tab. 5.5: Eigenschaften der $N = 82$ -Kerne bzgl. des Zwei-Phononen-Zustands. Angegeben sind die Anregungsenergien der jeweils ersten 2^+ -, 3^- - und 1^- -Levels, die empirischen Hinweise der normierten Anregungsenergien bzw. Grundzustands-Zerfallsstärken des 1_1^- -Zustands, ihre Verzweigungsverhältnisse und als Beweis der Vergleich der relevanten inelastischen Zerfallsstärken mit denen der Grundzustandsübergänge des 2_1^+ .

		^{138}Ba	^{140}Ce	^{142}Nd	^{144}Sm
$E(2_1^+)$	[keV]	1435.8(1)	1596.2(1)	1575.4(2)	1660.1(1)
$E(3_1^-)$	[keV]	2880.9(2)	2464.1(3)	2083.5(3)	1810.4(2)
$E(1_1^-)$	[keV]	4025.7(1)	3642(1)	3423.9(1)	3225.5(3)
$B(E1; 1_1^- \rightarrow gs)$	$[10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2]$	13.1(28)	16.65(75)	16.3(24)	19.5(26)
$B(E1; 1_1^- \rightarrow gs)$	[mW.u.]	2.59(55)	3.84(17)	3.26(52)	3.67(49)
$E(1_1^-)/(E(2_1^+)+E(3_1^-))$		0.93	0.90	0.94	0.93
$B(E1)/D^2$		6.8(17)	4.55(71)	4.7(18)	5.5(13)
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow gs)$	$[\text{e}^2\text{fm}^4]$	484.80	721.22	531.48	533.92
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow gs)$	[W.u.]	11.38(2)	16.7(24)	11.4(2)	11.9(18)
$I(1_1^- \rightarrow 3_1^-)/I(1_1^- \rightarrow gs)$	[%]	0.25	0.41(21)	0.77(16)	1.07(30)
$B(E2; 1_1^- \rightarrow 3_1^-)$	$[\text{e}^2\text{fm}^4]$	-	793(424)	691(145)	744(179)
$B(E2; 1_1^- \rightarrow 3_1^-)$	[W.u.]	-	18.4(98)	15.7(33)	16.6(40)
$\frac{B(E2; 1_1^- \rightarrow 3_1^-)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow gs)}$		-	1.10(59)	1.38(29)	1.39(40)

Schwingung bezüglich der Dichten der Kernmaterie genauso verhält wie eine Schwingung eines α -Clusters kann das allgemeine Zerfallsverhalten der $|2^+ \otimes 3^-; 1^- \rangle$ -Zustände konsistent beschrieben werden.

Kapitel 6

Schlussbemerkung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente zur Untersuchung niedrig-liegender $E1$ -Stärke in den beiden halbmagischen Kernen ^{44}Ca und ^{140}Ce durchgeführt.

In (γ, γ') -Experimenten wurde die $E1$ -Stärkeverteilung des Kerns ^{44}Ca bis zu einer Endpunktsenergie von 9.9 MeV am Injektor des supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleunigers S-DALINAC [88] vermessen. Dabei kamen zwei Reinstgermanium-Halbleiterdetektoren mit relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten von 100% zum Einsatz. Die Ergebnisse dieses Experiments können mit den Ergebnissen analoger Messungen an den beiden doppelt-magischen Kernen $^{40,48}\text{Ca}$ [5] verglichen werden. Dies ist bezüglich der Fragestellung der Existenz einer kollektiven Anregungsmode, der Pygmy-Dipol-Resonanz von großem Interesse. Die summierte Stärke unterhalb von 10 MeV in ^{40}Ca ist vernachlässigbar, wohingegen sie in den neutronenreicheren Kernen einen vergleichbar großen Anteil an der EWSR von 0.39% im Fall von ^{44}Ca bzw. 0.33% im Fall von ^{48}Ca beträgt. Viele Theorien sagen im Gegensatz dazu ein kontinuierliches Ansteigen des Anteils an der EWSR mit wachsender Neutronenhaut voraus [11, 13, 70, 134]. Im Fall von ^{44}Ca kann man ansatzweise von einer Resonanzform der $E1$ -Stärkeverteilung sprechen, welche in diesem Experiment komplett vermessen wurde. Daher sind keine weiteren signifikanten Anregungen oberhalb von 10 MeV zu erwarten. Bei ^{48}Ca jedoch ist eine solche Resonanzform nicht zu beobachten, da noch bis zur Endpunktsenergie von 9.9 MeV sehr starke Übergänge zu beobachten sind. Es scheint daher möglich, dass durch die experimentell begründete Grenze der Anregungsenergie ein willkürliches Abschneiden der zu vermessenden Stärke geschieht. Eine sich fortsetzende Resonanz könnte den Anteil der Resonanz an der EWSR schon allein aufgrund der Wichtung mit der Anregungsenergie der Zustände leicht über die Ausschöpfung in ^{44}Ca anheben. Dies würde aber auch bedeuten, dass sich der Schwerpunkt der potenziellen Resonanz mit wachsendem Neutronenüberschuss zu höheren Energien hin verschiebt.

Experimentell jedoch ist die Bestimmung der $E1$ -Stärke oberhalb von 10 MeV, gerade im

Fall des seltenen ^{48}Ca , extrem schwierig. Die Methode der Kernresonanzfluoreszenz, welche eine hochauflösende und bezüglich der Extraktion von Lebensdauern eindeutige Spektroskopiemethode darstellt, ist mit der in dieser Arbeit beschriebenen Methode aufgrund eines bei Energien größer 10 MeV einsetzenden Neutronen-Untergrundes in Darmstadt nicht durchführbar. Andere Experimentiermöglichkeiten, welche sich ebenfalls der Photonen als Sonde bedienen, wie z.B. die Laser-Compton-Rückstreuungsmethode [80, 82], produzieren weniger Untergrundstrahlung (in diesem Fall aufgrund ihrer monoenergetischen Photonenquelle) und könnten die gleiche Energieauflösungen liefern wie konventionell durchgeführte KRF-Experimente. Allerdings sind sie nicht in der Lage, ganze Energieregionen in einem Experiment abzudecken, sondern können nur Ausschnitte mit Breiten von ca. 100-200 keV in einer Einstellung vermessen. Außerdem ist man mit dieser Methode nicht in der Lage, absolute Übergangsstärken zu bestimmen.

Um (γ, γ') -Messungen bei noch höheren Endpunktsenergien durchführen zu können, ist im Rahmen des Sonderforschungsbereichs SFB 634 ein Umbau des Darmstädter KRF-Messplatzes geplant. Hier soll der Kupfer-Kollimator gegen einen Aluminium-Kollimator ersetzt werden. Die höhere Neutronenseparationsenergie des Materials von $S_n = 13.7$ MeV wird dann eine Abdeckung der des untersuchten Bereichs bis zu dieser Energie bzw. den Separationsenergien der jeweiligen Isotope ermöglichen.

Ein weiterer experimenteller Hinweis, der zur Klärung der Rolle von Neutronen bzw. Protonen im Fall der gefundenen niedrig-liegenden $E1$ -Stärke beitragen könnte, ist der Vergleich der Ergebnisse des in dieser Arbeit beschriebenen ^{44}Ca mit denen des ebenfalls in einem KRF-Experiment vermessenen ^{45}Sc [103]. Hier kann möglicherweise der Einfluss des zusätzlich vorhandenen Protons studiert, und auf die Weise auf die unterschiedlichen Beiträge von Neutronen und Protonen geschlossen werden.

Die hier untersuchte Anregungsform wurde ebenfalls systematisch an den schweren Kernen der $N = 82$ -Isotone [8] sowie an Blei- ($Z = 82$) [9, 56] und Zinn-Isotopen ($Z = 50$) [135] untersucht. In den beiden Isotopenreihen lässt sich jeweils eine Zunahme der elektrischen Dipolstärke mit steigendem Neutronenüberschuss feststellen. Im Fall der $N = 82$ -Isotone ist die Möglichkeit gegeben, den Übergang eines Kernels mit ausgebildeter Neutronenhaut (^{138}Ba) zu einem Kern mit ansatzweiser Protonenhaut (^{144}Sm) zu untersuchen. Das Verhalten der summierten energiegewichteten $B(E1)$ -Stärke dieser Kerne deutet sehr auf einen Einfluss einer Nukleonenhaut auf dessen Dipolantwort hin. Aufgrund der niedrigeren Massenzahl der Ca-Isotope und der besonderen Eigenschaft der doppelten Magizität von $^{40,48}\text{Ca}$ ist es sehr wahrscheinlich, dass Schaleneffekte einen so kontinuierlichen Verlauf wie in den schweren Kernen nicht zulassen. Weitere Untersuchungen an den beiden Isotopen $^{42,46}\text{Ca}$ könnten diesbezüglich Klärung schaffen, sind jedoch gerade im Fall des

Kerns ^{46}Ca aufgrund des geringen natürlichen Vorkommens von 0.004% fast nicht zu realisieren.

Diese Arbeit beschäftigt sich außerdem mit dem Zerfallsverhalten des ebenfalls im Hinblick auf die niedrig-liegende elektrische Dipolstärke interessanten Isotops ^{140}Ce . Dazu wurden $(p, p'\gamma)$ -Experimente am Tandem-Beschleuniger der Yale-Universität durchgeführt, wobei zur Koinzidenzmessung vier Silizium-Zähler in Kombination mit neun Clover-Detektoren des YRAST-Ball-Aufbaus zum Einsatz kamen.

Es konnte sowohl der Zwei-Phononen-Charakter des ersten angeregten 1^- -Zustands nachgewiesen, als auch der Zerfall zweier in (γ, γ') -Experimenten [8] beobachteten 1^- -Levels geklärt werden. Zusätzlich wurde das Verzweigungsverhältnis einiger Anregungen anderer Quantenzahlen bestimmt.

Die Natur des Zwei-Phononen-Zustands scheint in der Massenregion $A \geq 100$ weitgehend geklärt zu sein [48]. In den $N = 82$ -Isotonen ist jetzt in drei Fällen die gesuchte Vernichtung des zur Oberflächenschwingung beitragenden Quadrupolphonons beobachtet. Deren $B(E2)$ -Stärken zeigen das von theoretischen Überlegungen vorhergesagte Verhalten, stimmen also mit der Grundzustands-Übergangsstärke des 2_1^+ -Zustands überein [28]. Desweiteren konnten auch schon komplette Multipletts der Kopplung $|2_1^+ \otimes 3_1^- \rangle = |1^- \dots 5^- \rangle$ beobachtet werden [136].

Anders sieht es bisher in den leichten Kernen aus. Zwar existieren auch hier mehrere Kandidaten, welche den empirischen Hinweisen der Energie- und Stärkesystematik genügen. Der Nachweis des Zerfalls jedoch konnte noch nicht beobachtet werden. Hier liegt die Schwierigkeit darin, den Kandidaten für den gekoppelten Vibrationszustand z.B. in $(p, p'\gamma)$ -Experimenten zu bevölkern. Dies ist vor allen Dingen der im Allgemeinen recht hohen Energie des 3_1^- -Zustands zuzuschreiben.

Desweiteren sind die energetischen Lagen von Isobaren Analog Resonanzen in dieser Massenregion schlecht bekannt. Hinzu kommt noch, dass $T_>$ -Zustände im Kern+p-System eine negative Rolle spielen, da diese wegen der vergleichsweise kleinen Kernladungszahl Z und der daher geringen Coulomb-Verschiebung relativ niedrig liegen und bei ihrer Bevölkering der Zerfall über Neutronen ermöglicht wird. Liegen die $T_<$ -Resonanzen jedoch zu niedrig, so wird der Zwei-Phononen-Zustand aufgrund dessen hoher Energie nicht bevölkert. So müssen aufgrund dieser Überlegungen z.B. die Isotope $^{40,48}\text{Ca}$ von solchen Versuchen ausgeschlossen werden. In beiden Kernen liegt der 1_1^- -Zustand oberhalb der Energie, die dem System $^{40,48}\text{Ca}+p$ ausreicht, um über Aussendung von Neutronen zu zerfallen. Die liegt vor allen Dingen an der sehr hohen Anregungsenergie der 2_1^+ - und 3_1^- -Zustände in den beiden doppelt-magischen Kernen.

Am Beispiel von ^{44}Ca wurde der Versuch unternommen, den 1_1^- -Zustand über inelastische

Protonenstreuung via IAR zu bevölkern und dessen Zerfall zu beobachten. Ein Ausfall der Silizium-Detektoren verhinderte die zur Untergrund-Unterdrückung absolut notwendigen Koinzidenz-Bedingungen, was eine Beobachtung des Zerfalls und die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses unmöglich machte. Nichtsdestotrotz konnte eine Resonanz gefunden und darüberhinaus auch die Bevölkerung des 1_1^- -Zustands erreicht werden. Eine Untersuchung des Verzweigungsverhaltens scheint deshalb an diesem Kern möglich. In Anhang A befindet sich eine kurze Beschreibung dieses Experiments.

Eine gleichzeitige korrekte Beschreibung der Dipolstärkeverteilung und der Verzweigung in andere Zustände stellt sehr hohe Anforderungen an die theoretischen Modelle und ist daher gut geeignet, deren Gültigkeit zu überprüfen. Daher sind solche komplementären Untersuchungen von (γ, γ') und $(p, p'\gamma)$ -Experimenten sehr fruchtbar. Desweiteren könnten Messungen mit isoskalaren Sonden wie z.B. $(\alpha, \alpha'\gamma)$ -Experimente Aufschluss über den isoskalaren bzw. isovektoriellen Charakter der einzelnen Kernanregungen liefern, was ebenfalls zur Klärung der Frage nach der Natur der niedrigliegenden Dipolstärke beitragen könnte. Test-Experimente dieser Art sind am KVI in Groningen bereits mit Erfolg durchgeführt worden [137].

Gemeinsam mit den bereits etablierten Methoden der elastischen Photonenstreuung und der inelastischen Protonenstreuung trägt die Methode der koinzidenten Messung von Photonen und inelastisch gestreuten α -Teilchen durch ihren komplementären Charakter bezüglich der Anregbarkeit von Zuständen dazu bei, die Natur von Kernanregungen zu untersuchen und ein besseres Verständnis der Vorgänge in ihr zu erhalten.

Anhang A

Protonenstreuexperiment an ^{44}Ca

Während der $(p, p'\gamma)$ -Strahlzeit am Tandem-Beschleuniger in Yale sollte die Zerfallsstruktur des semi-magischen Kerns ^{44}Ca unter den gleichen Gesichtspunkten untersucht werden, wie die des in dieser Arbeit besprochenen ^{140}Ce . Aufgrund eines Ausfalls der Teilchendetektoren zu Beginn dieses Experiments musste von einer solchen Durchführung abgesehen werden. Allerdings konnte eine Messung der Anregungsfunktion an diesem Kern durchgeführt werden, indem die Daten im $\gamma\gamma$ -Koinzidenz-Modus aufgenommen wurden. Zur Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen sind sie allerdings nicht geeignet.

Die Anregungsfunktion des ^{44}Ca wurde im Gegensatz zu der in ^{140}Ce am Tandem-Beschleuniger in Yale vermessen. Zur Normierung der gemessenen Counts konnte daher auf die direkte Strommessung der nicht-gestreuten Protonen zurückgegriffen werden, so dass die Protonenspektren nicht benötigt wurden.

Der erste angeregte 2^+ -Zustand in ^{44}Ca wird durch den nach einer (p,n) -Reaktion folgenden β -Zerfall populiert. Aufgrund dieser Aufaktivierung kann er nicht als Indiz für eine direkte Bevölkerung verwendet werden. Deshalb wurden die beiden Zerfälle des 2_2^+ -Zustands sowie direkt der Grundzustandszerfall des 1_1^- -Zustands zu Rate gezogen.

Die zu vermessende Energieregion wurde aufgrund eines Experiments ausgewählt, welche zwei Resonanzen bei 6.72 MeV bzw. 7.2 MeV [138] beschreibt. Aufgrund dieser Daten erfolgte der hier durchgeführte Scan im Bereich der tiefer liegenden Resonanz in Schritten von 10 keV.

In Abb. A.1 kann man bei den beiden Zerfällen des 2_2^+ -Zustands eine deutliche Erhöhung der normierten Zählraten um 6.89 MeV um den bei Isobaren Analog Resonanzen (IAR) üblichen Faktor von ca. 2 erkennen. Beim Zerfall des 1_1^- -Zustands sieht man ein kontinuierliches Ansteigen der normierten Zählraten. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, dass durch die relativ kleine Energiedifferenz zwischen IAR und solch relativ hochenergetischen Zuständen in ^{44}Ca der Zerfall in den 1_1^- -Zustand unterdrückt ist. Die mittlere Coulomb-Verschiebung der Energieniveaus kann über schon bekannte niederenergetische IAR-Paare zu ca. 7.2 MeV bestimmt werden. Handelt es sich bei der Resonanz um ei-

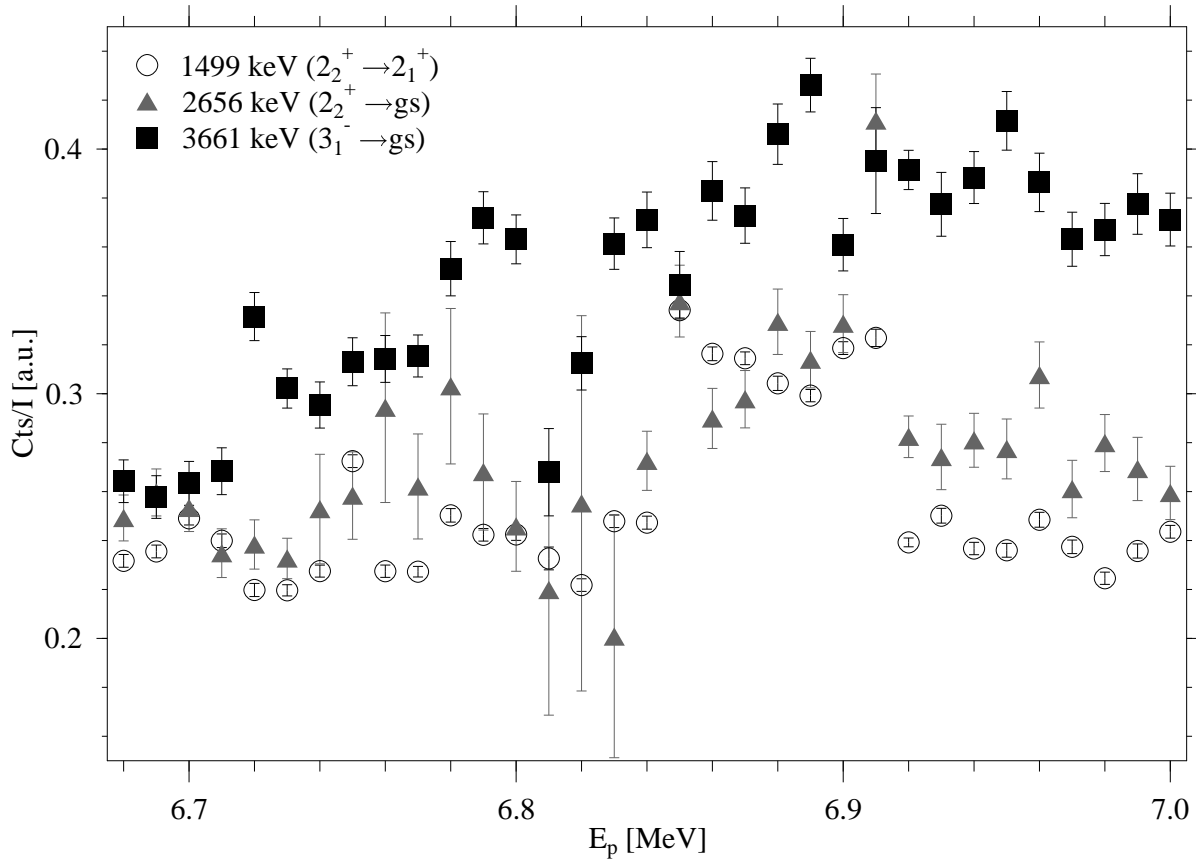


Abb. A.1: Anregungsfunktion der $(p, p'\gamma)$ -Reaktion an ^{44}Ca . Zu sehen sind die auf den Protonenstrom normierten Zählraten der Übergänge $2_2^+ \rightarrow \text{gs}$ (2656 keV), $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ (1499 keV) und $1_1^- \rightarrow \text{gs}$ (3661 keV). Bei den beiden Zerfällen des 2_2^+ -Zustands ist eine Resonanz bei 6.89 MeV zu erkennen. Die Daten des Zerfalls des 1_1^- -Niveaus steigen linear mit der Energie an.

ne IAR, so kann aus der Coulomb-Verschiebung und der Resonanzlage die Energie des zugehörigen Zustands in ^{45}Ca abgeschätzt werden. Zu erwarten wäre ein Level bei 7.1 MeV. Tatsächlich findet man einen Zustand mit $J^\pi = 3/2^-$ bei 7.41 MeV, also 0.3 MeV oberhalb des erwarteten Werts. Diese Abweichung ist mit Hilfe des hohen energetischen Unterschieds zwischen den Vergleichspaaren zu verstehen.

Die in [138] beschriebene Resonanz bei 6.72 MeV konnte in diesem Experiment nicht bestätigt werden.

Anhang B

Identifizierte Neutronenlinien am Darmstädter (γ, γ') -Messplatz

Tab. B.1: Beobachtete Neutronenlinien am Darmstädter (γ, γ') -Messplatz während des Experiments an ^{44}Ca . Angegeben sind die gemessenen Energien, sowie bei einer Zuordnung die relative Intensität des Zerfalls, die relative Häufigkeit des Materials und der Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang σ . Die Linien wurden als Untergrund identifiziert, indem ihr Peak-zu-Untergrund-Verhältnis mit dem in einem parasitär zu (γ, α) -Aktivierungsmessungen gemessenen verglichen wurde. Aufgrund der erhöhten Neutronenproduktion kommt es zu einem Anwachsen des bei (n, γ) -Reaktionen erzeugten Photonenuntergrund. Bei den meisten als Neutronenlinien identifizierten Peaks konnten passende Reaktionen gefunden werden.

E_γ (keV)	Herkunft	rel. Intensität %	rel. Häufigkeit %	σ (mbarn)
1095.80	$^{70}\text{Ge}(n, \gamma)$	37.91	21.23	3.00
1293.00	$^{115}\text{Sn}(n, \gamma)$	100.00	0.34	30
1298.80	$^{70}\text{Ge}(n, \gamma)$	29.38	21.23	3.00
1509.73	$^{73}\text{Ge}(n, \gamma)$	5.01	7.73	15.00
1516.00	?			
1726.00	$^{44}\text{Ca}(n, \gamma)$	57.14	91.72	2.60
1779.00	?			
2112.42	$^{120}\text{Sn}(n, \gamma)$	100.00	32.59	0.001
2223.30	?			
2389.58	?			
2529.20	$^{19}\text{F}(n, \gamma)$	16.12	100.00	0.01
2537.93	?			
2801.79	?			

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung Tab B.1

E_γ (keV)	Herkunft	rel. Intensität %	rel. Häufigkeit %	σ (mbarn)
2839.93	?			
3047.00	?			
3710.30	$^{70}\text{Ge}(\text{n},\gamma)$	2.89	21.23	3.00
4664.07	?			
5155.25	?			
5259.21	$^{63}\text{Cu}(\text{n},\gamma)$	3.11	69.17	4.50
5336.05	?			
5341.54	?			
5411.55	$^{27}\text{Al}(\text{n},\gamma)$	6.64	100.00	0.23
5515.00	$^{44}\text{Ca}(\text{n},\gamma)$	70.52	2.086	$\approx 2,0.80$
5904.64	?			
5921.06	$^{56}\text{Fe}(\text{n},\gamma)$	33.10	91.72	2.60
6019.03	$^{56}\text{Fe}(\text{n},\gamma)$	34.14	91.72	2.60
6077.57	?			
6118.07	$^{70}\text{Ge}(\text{n},\gamma)$	10.66	21.23	3.00
6278.11	$^{56}\text{Fe}(\text{n},\gamma)$	0.41	91.72	2.60
6321.10	$^{63}\text{Cu}(\text{n},\gamma)$	1.09	69.17	4.50
6367.58	$^{63}\text{Cu}(\text{n},\gamma)$	0.33	69.17	4.50
6412.00	?			
6506.52	$^{74}\text{Ge}(\text{n},\gamma)$	11.73	35.94	0.14
6562	?			
6657	?			
6717.52	$^{56}\text{Fe}(\text{n},\gamma)$	1.55	91.72	15.0
6790.64	$^{65}\text{Cu}(\text{n},\gamma)$	6.41	30.83	2.17
6809.42	$^9\text{Be}(\text{n},\gamma)$	100.00	100.00	0.01
6860	?			
6901.58	?			
7123.00	?			
7135.14	$^{27}\text{Al}(\text{n},\gamma)$	0.18	100	0.23
7215.87	?			
7244.78	$^{54}\text{Fe}(\text{n},\gamma)$	3.03	5.80	2.7

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung Tab B.1

E_γ (keV)	Herkunft	rel. Intensität %	rel. Häufigkeit %	σ (mbarn)
7253.00	$^{63}\text{Cu}(\text{n}, \gamma)$	12.54	69.17	4.50
7369.36	$^{207}\text{Pb}(\text{n}, \gamma)$	100.00	22.10	0.70
7403.00	?			
7416.77	$^{70}\text{Ge}(\text{n}, \gamma)$	5.17	21.23	3.00
7430.00	?			
7632.46	$^{56}\text{Fe}(\text{n}, \gamma)$	100.00	91.72	2.60
7646.18	$^{56}\text{Fe}(\text{n}, \gamma)$	86.21	91.72	2.60
7697.00	$^{58}\text{Ni}(\text{n}, \gamma)$	2.50	68.01	4.16
7723.95	$^{27}\text{Al}(\text{n}, \gamma)$	100.00	100	0.23
7756.91	$^{63}\text{Cu}(\text{n}, \gamma)$	4.77	69.17	4.50
7916.92	$^{63}\text{Cu}(\text{n}, \gamma)$	100.00	69.17	4.50
8578.36	?			
9094.32	?			
9300.54	$^{54}\text{Fe}(\text{n}, \gamma)$	100.00	5.80	2.70
9603.89	?			
9689.06	?			

Anhang C

Ableitung von Eigenschaften elektromagnetischer Übergänge

Die folgenden Ableitungen sind aus [34] entnommen. Der Hamilton-Operator $\mathcal{H}(L, M)$ enthält die Informationen über die elektromagnetische Wechselwirkung und kann in Abhängigkeit der Wellenzahl und des Ortsvektors in der Form

$$\mathcal{H}(L, M) = \int \frac{1}{c} \cdot \vec{j}_N(\vec{r}) \cdot \vec{A}_{LM}^*(k\vec{r}) d\vec{r}' \quad (C.1)$$

geschrieben werden.

Hier bezeichnen $\vec{j}_N(\vec{r})$ bzw. $\vec{A}_{LM}^*(k\vec{r})$ die nukleare Stromdichte (N indiziert alle Nukleonen, da die Stromdichte die Summe aus Neutronen- und Protonenstromdichte ist) und das Vektorpotential des elektromagnetischen Feldes (indiziert sind hier Drehimpuls L und dessen dritte Komponente M), welches sich in einen elektrischen und einen magnetischen Anteil zerlegen lässt:

$$\vec{A}_{LM}^{(e)*}(k\vec{r}) = (-i)^{L+1} \cdot \frac{\vec{\nabla} \times (\vec{r} \times \vec{\nabla}) \cdot j_L(kr) \cdot Y_{LM}^*(\vec{r})}{k \cdot \sqrt{[L(L+1)]}} \quad (C.2)$$

$$\vec{A}_{LM}^{(m)*}(k\vec{r}) = (-i)^{L+1} \cdot \frac{\vec{r} \times \vec{\nabla} \cdot j_L(kr) \cdot Y_{LM}^*(\vec{r})}{\sqrt{[L(L+1)]}} \quad (C.3)$$

Die Komponenten dieser beiden Gleichungen sind die Feldkoordinaten der Stromdichte $j_L(kr)$ und die Kugelflächenfunktionen $Y_{LM}^*(\vec{r})$

Beschreibt man die nukleare Stromdichte mit Hilfe der z-Komponente des Isospins T_z , so zerfällt diese in einen isovektoriellen Anteil abhängig von T_z und einen davon unabhängigen isoskalaren Anteil:

$$\vec{j}_N(\vec{r}) = \vec{j}_N^{(IV)}(\vec{r}; T_z) + \vec{j}_N^{(IS)}(\vec{r}) \quad (C.4)$$

mit den Ausdrücken:

$$\begin{aligned}\vec{j}_N^{(\text{IV})}(\vec{r}; T_z) &= \frac{e}{2} \sum_i \left[\frac{\vec{p}_i}{2M_p} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) + \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \frac{\vec{p}_i}{2M_p} \right] \\ &+ \frac{c \cdot \mu_0}{2} \mu_- \sum_i T_z^{(i)} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{\sigma}_i \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)\end{aligned}\quad (\text{C.5})$$

$$\begin{aligned}\vec{j}_N^{(\text{IS})}(\vec{r}) &= \frac{e}{2} \sum_i \left[\frac{\vec{p}_i}{2M_p} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) + \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \frac{\vec{p}_i}{2M_p} \right] \\ &+ \frac{c \cdot \mu_0}{2} \mu_+ \sum_i \vec{\nabla} \times \vec{\sigma}_i \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)\end{aligned}\quad (\text{C.6})$$

$$\begin{aligned}\mu_0 &= \frac{e\hbar}{2M_p \cdot c} \\ \mu_- &= \mu_n - \mu_p \\ \mu_+ &= \mu_n + \mu_p\end{aligned}$$

mit den Abkürzungen für das Kernmagneton μ_0 und die Differenz bzw. Summe von magnetischen Moment des Neutrons bzw. des Protons μ_- und μ_+ , sowie die elektrische Elementarladung e und die Lichtgeschwindigkeit c .

In den Gleichungen (C.5) und (C.6) sind die Ströme aufgespalten in einen durch Bahndrehimpuls und zwei unterschiedliche, durch die Spins produzierte Anteile. Die Komponenten der $\vec{\sigma}_{n,p}$ stellen hier die Spinmatrizen der Neutronen bzw. Protonen dar. Die Impulse der verschiedenen Nukleonen werden durch \vec{p}_i symbolisiert.

Dementsprechend lässt sich auch der Hamilton-Operator als Summe je eines isovektoriellen und eines isoskalaren Anteils schreiben.

$$\begin{aligned}\mathcal{H}(L, M) &= \int \frac{1}{c} \cdot \vec{j}_N^{(\text{IS})}(\vec{r}) \cdot \vec{A}_{LM}^*(k\vec{r}) d\vec{r}' + \int \frac{1}{c} \cdot \vec{j}_N^{(\text{IV})}(\vec{r}; T_z) \cdot \vec{A}_{LM}^*(k\vec{r}) d\vec{r}' \\ &= \mathcal{H}^{(\text{IS})}(L, M) + \mathcal{H}^{(\text{IV})}(L, M)\end{aligned}\quad (\text{C.7})$$

Riesenresonanzen werden klassifiziert nach ihrem Drehimpuls und ihrem isoskalaren bzw. isovektoriellen Charakter, welcher anschaulich Aussagen über die Phasenbeziehung der Schwingungen zwischen Neutronen- und Protonenfluid gibt. Eine eindimensionale Schwingung ohne Entmischung der $T_z = +1/2$ gegen die $T_z = -1/2$ -Nukleonen stellt in erster

Näherung eine Schwerpunktsbewegung dar, welche nicht als intrinsische Anregung des Kerns angesehen werden kann. Eine isoskalare Dipol-Riesenresonanz existiert deshalb nicht. Dies wird durch folgende Ausdrücke widerspiegelt:

$$\mathcal{H}_{(\text{IS})}^{(e)}(L, M) = \int \frac{1}{c} \cdot \vec{j}_{\text{N}}^{(\text{IS})}(\vec{r}) \cdot \vec{A}_{LM}^{(e)*}(k\vec{r}) d\vec{r}' \quad (\text{C.8})$$

$$A_{LM}^{(e)}(k\vec{r}) = \frac{-(-i)^{L+1}}{k\sqrt{[L(L+1)]}} \left[\nabla \frac{d}{dr} + k^2 \vec{r} \right] \cdot \vec{r} \cdot j_L(kr) \cdot Y_{LM}^*(\vec{r}) \quad (\text{C.9})$$

Wobei Gleichung (C.9) aus Gleichung (C.2) abgeleitet wurde. Entwickelt man $\vec{j}_{\text{N}}^{(\text{IS})}(kr)$ nach Potenzen von kr so erhält man:

$$\vec{j}_{\text{N}}^{(\text{IS})}(kr) = (kr)^L \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m kr^{2m}}{2^m m! (2L+2m+1)!!} \quad (\text{C.10})$$

$$= \frac{(kr)^L}{(2L+1)!!} - \frac{(kr)^{L+2}}{2(2L+3)!!} + \frac{(kr)^{L+4}}{8(2L+5)!!} - \dots \quad (\text{C.11})$$

Mit dem führenden Term der Entwicklung (Langwellen-Näherung) erhält man für den Fall $L = 1$ für den Übergangsoperator:

$$\mathcal{H}_{(\text{IS})}^{(e)}(1, M) \cong \frac{1}{\sqrt{6\pi}} \cdot \frac{e}{2M_{\text{PC}}} \cdot \hat{e}_M^* \cdot \vec{P} \quad (\text{C.12})$$

mit dem Schwerpunktsimpuls

$$\vec{P} = \sum_i \vec{p}_i \quad (\text{C.13})$$

wobei $\hat{e}_M^* = (-)^M \cdot \hat{e}_{-M}$ mit dem Einheitsvektor in Richtung der dritten Komponente M des Drehimpulses L symbolisiert. Das Matrixelement eines solchen Operators angewandt auf zwei zueinander orthogonale Zustände ist immer 0.

Unter Berücksichtigung der höheren Ordnungen in $\vec{j}_{\text{N}}^{(\text{IS})}(\vec{r})$ kommt es allerdings zur Ausbildung eines isoskalaren Anteils an $E1$ -Stärke, der im Vergleich zur Näherung einen Faktor 10^4 kleiner ist. Hierbei handelt es sich um Dichtefluktuationen der Kernmaterie.

Quellenverzeichnis

- [1] S. S. Dietrich, B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38** (1988) 199.
- [2] J. Speth, J. Wambach, *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, World Scientific, Singapore, 1991.
- [3] B. L. Berman, S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47** (1975) 713.
- [4] P. O. Lipas, Nucl. Phys. **82** (1966) 91.
- [5] T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, A. Zilges, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 274; Erratum: Phys. Rev. Lett. **86**, 4981 (2001).
- [6] T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, A. Zilges, Phys. Rev. C **65** (2002) 034301.
- [7] M. Babilon, T. Hartmann, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, A. Zilges, Phys. Rev. C **65** (2002) 037303.
- [8] A. Zilges, S. Volz, M. Babilon, T. Hartmann, P. Mohr, K. Vogt, Phys. Lett. B **542** (2002) 43.
- [9] N. Ryezayeva, T. Hartmann, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V. Y. Ponomarev, A. Richter, A. Shevchenko, S. Volz, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 272502.
- [10] R. Mohan, M. Danos, L. C. Biedenharn, Phys. Rev. C **3** (1971) 1740.
- [11] J. Chambers, E. Zaremba, J. P. Adams, Phys. Rev. C **50** (1994) 2671(R).
- [12] J. P. Adams, B. Castel, H. Sagawa, Phys. Rev. C **53** (1996) 1016.
- [13] Y. Suzuki, K. Ikeda, H. Sato, Prog. Theor. Phys. **83** (1990) 180.
- [14] F. Iachello, Phys. Lett. B **160** (1985) 1.

- [15] M. Gai, J. F. Ennis, M. Ruscev, E. C. Schloemer, B. Shivakumar, S. M. Sterbenz, N. Tsoupas, D. A. Bromley, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 646.
- [16] T. Sakuda, S. Ohkubo, Nucl. Phys. **A712** (2002) 59.
- [17] U. D. Pramanik, T. Aumann, A. Leistenschneider, K. Boretzky, D. Cortina, T. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloß, M. Hellström, R. Holzmann, S. Ilievski, N. Iwasa, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, M. Rejmund, C. Scheidenberger, C. Schlegel, H. Simon, J. Stroth, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus, Nucl. Phys. **A701** (2002) 199.
- [18] D. J. Millener, J. W. Olness, E. K. Warburton, S. S. Hanna, Phys. Rev. C **28** (1983) 497.
- [19] J. W. Jury, B. L. Berman, D. D. Faul, P. Meyer, K. G. McNeill, J. G. Woodworth, Phys. Rev. C **19** (1979) 1684.
- [20] R. Anne, S. E. Arnell, R. Bimbot, H. Emling, D. Guillemaud-Mueller, P. G. Hansen, L. Johannsen, B. Jonson, M. Lewitowicz, S. Mattsson, A. C. Mueller, R. Neugart, G. Nyman, F. Pougheon, A. Richter, K. Riisager, M. G. Saint-Laurent, G. Schrieder, O. Sorlin, K. Wilhelmsen, Phys. Lett. B **250** (1990) 19.
- [21] A. Leistenschneider, T. Aumann, K. Boretzky, D. Cortina, J. Cub, U. D. Pramanik, W. Dostal, T. W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloß, M. Hellström, R. Holzmann, S. Ilievski, N. Iwasa, M. Kaspar, A. Kleinböhl, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, M. Rejmund, C. Scheidenberger, C. Schlegel, H. Simon, J. Stroth, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus, S. Wan, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5442.
- [22] E. Tryggestad, T. Baumann, P. Heckman, M. Thoennessen, T. Aumann, D. Bazin, Y. Blumenfeld, J. R. Beene, T. A. Lewis, D. C. Radford, D. Shapira, R. L. Varner, M. Chartier, M. L. Halbert, J. F. Liang, Phys. Rev. C **67** (2003) 064309.
- [23] F. R. Metzger, Prog. in Nucl. Phys. **7** (1959) 53.
- [24] U. Kneissl, H. H. Pitz, A. Zilges, Prog. Part. Nucl. Phys. **37** (1996) 349.
- [25] J. Jänecke, *Isospin in Nuclear Physics*, Kapitel 8: Systematics of Coulomb Energies and Excitation Energies of Isobaric Analogue States, North-Holland Publishing Company – Amsterdam, 1969, (S. 297).

- [26] A. Zilges, P. Mohr, Prog. Part. Nucl. Phys. **44** (2000) 39.
- [27] S. Volz, in Vorbereitung, 2004.
- [28] M. Wilhelm, E. Radermacher, A. Zilges, P. von Brentano, Phys. Rev. C **54** (1996) 449(R).
- [29] M. Wilhelm, S. Kasemann, G. Pascovici, E. Radermacher, P. von Brentano, A. Zilges, Phys. Rev. C **57** (1998) 577.
- [30] W. Heisenberg, Z. Phys. A **77** (1932) 1.
- [31] W. Heisenberg, Z. Phys. A **78** (1932) 156.
- [32] E. Wigner, Phys. Rev. **51** (1937) 106.
- [33] W. A. Fowler, L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **49** (1936) 561.
- [34] E. K. Warburton, J. Weneser, *Isospin in Nuclear Physics*, Kapitel 5: The role of isospin in electromagnetic transitions, North-Holland Publishing Company – Amsterdam, 1969, (S. 173).
- [35] L. E. H. Trainor, Phys. Rev. **85** (1952) 962.
- [36] T. D. Poelhekkens, S. K. B. Hesmondhalgh, H. J. Hofmann, A. van der Woude, M. N. Harakeh, Phys. Lett. B **278** (1992) 423.
- [37] T. D. Poelhekkens, *Isoscalar and isovector collective dipole states*, Doktorarbeit, Rijksuniversiteit Groningen, 1989.
- [38] T. D. Poelhekkens, S. K. B. Hesmondhalgh, H. J. Hofmann, H. W. Wilschut, A. van der Woude, M. N. Harakeh, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 16.
- [39] T. Suzuki, H. Sagawa, H. Iwasaki, M. Ishihara, RIKEN Review No. **39** (2001) 46.
- [40] E. Khan, N. V. Giai, RIKEN Review No. **39** (2001) 57.
- [41] D. Vretenar, N. Paar, P. Ring, G. A. Lalazissis, Phys. Rev. C **63** (2001) 047301.
- [42] D. Vretenar, N. Paar, P. Ring, T. Nikšić, Phys. Rev. C **65** (2002) 021301.

- [43] J. Bryssinck, L. Govor, V. Y. Ponomarev, F. Bauwens, O. Beck, D. Belic, P. von Brentano, D. D. Frenne, T. Eckert, C. Fransen, K. Govaert, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, V. Werner, *Phys. Rev. C* **61** (2000) 024309.
- [44] R.-D. Herzberg, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, R. Fischer, N. Huxel, T. Klemme, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, V. Y. Ponomarev, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, A. Zilges, *Phys. Lett. B* **390** (1997) 49.
- [45] K. Govaert, F. Bauwens, J. Bryssinck, D. D. Frenne, E. Jacobs, W. Mondelaers, L. Govor, V. Y. Ponomarev, *Phys. Rev. C* **57** (1998) 2229.
- [46] A. Leistenschneider, U. D. Pramanik, K. Boretzky, D. Cortina, J. Cub, W. Dostal, T. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloß, M. Hellström, R. Holzmann, S. Ilievski, N. Iwasa, M. Kaspar, A. Kleinböhl, J. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, M. Rejmund, C. Scheidenberger, C. Schlegel, H. Simon, J. Stroth, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus, S. Wan, *Nucl. Phys. A* **687** (2001) 103.
- [47] E. Tryggestad, T. Aumann, T. Baumann, D. Bazin, J. R. Beene, Y. Blumenfeld, B. A. Brown, M. Chartier, M. L. Halbert, P. Heckman, J. F. Liang, D. C. Radford, D. Shapira, M. Thoennessen, R. L. Varner, *Phys. Lett. B* **541** (2002) 52.
- [48] C. Fransen, O. Beck, P. von Brentano, T. Eckert, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Zilges, *Phys. Rev. C* **57** (1998) 129.
- [49] N. Pietralla, Z. B. V. N. Litvinenko, S. Hartman, F. F. Mikhailov, I. V. Pinayev, G. S. M. W. Ahmed, J. H. Kelley, S. O. Nelson, R. Prior, K. Sabourov, A. P. Tonchev, H. R. Weller, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 012502.
- [50] V. Strutinski, *J. Nucl. En.* **4** (1957) 523.
- [51] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nucl. Phys.* **4** (1957) 529.
- [52] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nucl. Phys.* **9** (1958) 687.
- [53] S. Raman, C. H. Malarkey, W. T. Milner, C. W. N. Jr., P. H. Stelson, *Phys. Rev. C* **36** (1987) 1.

- [54] R. H. Spear, Phys. Rev. C **42** (1989) 55.
- [55] M. Babilon, *Untersuchung von Dipol- und Quadrupolanregungen unterhalb der Neutronenschwelle im Kern ^{32}S in Kernresonanzfluoreszenzexperimenten*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TU-Darmstadt, 2001, unveröffentlicht.
- [56] J. Enders, P. von Brentano, J. Eberth, A. Fitzler, C. Fransen, R.-D. Herzberg, H. Kaiser, L. Käubler, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V. Y. Ponomarev, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, Phys. Lett. B **486** (2000) 279.
- [57] F. R. Metzger, Phys. Rev. C **11** (1975) 2085.
- [58] K. Wienhard, C. Bläsing, K. Ackermann, K. Bangert, U. E. P. Berg, K. Kobras, W. Naatz, D. Rück, R. K. M. Schneider, R. Stock, Z. Phys. A **302** (1981) 185.
- [59] W. Andrejtscheff, C. Kohstall, P. von Brentano, C. Fransen, U. Kneissl, N. Pietralla, H. H. Pitz, Phys. Lett. B **506** (2001) 239.
- [60] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure Bd. I*, Benjamin, Reading/MA., 1969.
- [61] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure Bd. II*, Benjamin, Reading/MA., 1975.
- [62] G. Colò, P. F. Bortignon, Nucl. Phys. **A696** (2001) 427.
- [63] H. Steinwedel, J. H. D. Jensen, Phys. Rev. **79** (1950) 1019.
- [64] M. Goldhaber, E. Teller, Phys. Rev. **74** (1948) 1046.
- [65] P. V. Isacker, M. A. Nagarajan, D. D. Warner, Phys. Rev. C **45** (1992) 13(R).
- [66] N. Paar, P. Ring, T. Nikšić, D. Vretenar, Phys. Rev. C **67** (2003) 034312.
- [67] R. V. Jolos, W. Scheid, Phys. Rev. C **66** (2002) 044303.
- [68] D. Vretenar, T. Nikšić, P. Ring, Phys. Rev. C **68** (2003) 024310.
- [69] S. Goriely, E. Khan, Nucl. Phys. **A706** (2002) 217.
- [70] N. D. Dang, V. K. Au, T. Suzuki, A. Arima, RIKEN Review No. **39** (2001) 136.
- [71] N. D. Dang, private Mitteilung, 2001.

- [72] V. Ponomarev, Phys. Rev. C **67** (2003) 029802.
- [73] N. D. Dang, V. K. Au, T. Suzuki, A. Arima, Phys. Rev. C **67** (2003) 029802.
- [74] D. Belic, J. Besserer, C. Arlandini, J. de Boer, J. J. Carroll, J. Enders, T. Hartmann, F. Käppeler, H. Kaiser, U. Kneissl, M. Loewe, H. Maser, P. Mohr, P. von Neumann-Cosel, A. Nord, H. H. Pitz, A. Richter, M. Schumann, S. Volz, A. Zilges, Nucl. Instr. and Meth. A **463** (2001) 26.
- [75] <http://www.fz-rossendorf.de/pls/rois/info?id=245&lang=de>, 2003.
- [76] P. Mohr, J. Enders, T. Hartmann, H. Kaiser, D. Schiesser, S. Schmitt, S. Volz, F. Wissel, A. Zilges, Nucl. Instr. and Meth. A **423** (1999) 480.
- [77] R. Moreh, S. Shlomo, A. Wolf, Phys. Rev. C **2** (1970) 1144.
- [78] A. Wolf, R. Moreh, O. Shahal, NPA **A227** (1974) 373.
- [79] A. D'Angelo, O. Bartalini, V. Bellini, P. L. Sandri, D. Moricciani, L. Nicoletti, A. Zucchiatti, Nucl. Instr. and Meth. A **455** (2000) 1.
- [80] H. Ohgaki, H. Toyokawa, K. Kudo, N. Takeda, T. Yamazaki, Nucl. Instr. and Meth. A **455** (2000) 54.
- [81] V. N. Litvinenko, B. Burnham, M. Emamian, N. Hower, J. M. J. Madey, P. Morcombe, P. G. O'Shea, S. H. Park, R. S. Canon, C. R. Howell, N. R. Roberson, E. C. Schreiber, M. Spraker, W. Tornow, H. R. Weller, I. V. Pinayev, N. G. Gavrilov, M. G. Fedotov, G. N. Kulipanov, G. Y. Kurkin, S. F. Mikhailov, V. M. Popik, B. E. Norum, A. Lumpkin, B. Yang, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4569.
- [82] H. Ohgaki, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Yamazaki, T. Mikado, M. Chiwaki, K. Yamada, R. Suzuki, N. Sei, Nucl. Instr. and Meth. A **353** (1994) 384.
- [83] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Kapitel 3.5: Elektromagnetische Übergänge, Teubner Studienbücher, 1992, (S. 88).
- [84] H. Frauenfelder, R. M. Steffen, *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, Kapitel Bd. 2, North-Holland Publishing Company – Amsterdam, 1966, (S. 997).

- [85] B. Schlitt, U. Maier, H. Friedrichs, S. Albers, I. Bauske, P. von Brentano, R. D. Heil, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, C. Wesselborg, A. Zilges, Nucl. Instr. and Meth. A **337** (1994) 416.
- [86] R. D. Heil, B. Kasten, W. Scharfe, P. A. Butler, H. Friedrichs, S. D. Hoblit, U. Kneissl, S. Lindenstruth, M. Ludwig, G. Müller, H. H. Pitz, K. W. Rose, M. Schuhmacher, U. Seemann, J. Simpson, P. von Brentano, T. Weber, C. Wesselborg, A. Zilges, Nucl. Phys. A **506** (1990) 223.
- [87] C. Hutter, M. Babilon, W. Bayer, D. Galaviz, T. Hartmann, P. Mohr, S. Müller, W. Rochow, D. Savran, K. Sonnabend, K. Vogt, S. Volz, A. Zilges, Nucl. Instr. and Meth. A **489** (2002) 247.
- [88] A. Richter, in *Proc. Fifth European Particle Accelerator Conference*, Institute of Physics Publishing, Bristol, Philadelphia, 1996, (S. 110).
- [89] P. Mohr, K. Vogt, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz, A. Zilges, Phys. Lett. B **488** (2000) 127.
- [90] P. Mohr, M. Babilon, D. Galaviz, K. Sonnabend, K. Vogt, A. Zilges, Nucl. Phys. A **719** (2003) 90c.
- [91] U. Nething, M. Galemann, H. Genz, M. Höfer, P. Hoffmann-Stascheck, J. Hormes, A. Richter, J. P. F. Sellschop, Phys. Rev. Lett. **72** (1995) 2411.
- [92] J. Freudenberger, H. Genz, V. V. Morokhovskii, A. Richter, V. L. Morokhovskii, U. Nething, R. Zahn, J. P. F. Sellschop, Appl. Phys. Lett. **70** (1997) 267.
- [93] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994.
- [94] S. Strauch, Nucl. Phys. A **649** (1999) 85c.
- [95] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D. I. Sober, S. K. Matthews, L. W. Fagg, Nucl. Instr. and Meth. A **366** (1995) 325.
- [96] P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, S. Nishizaki, V. Y. Ponomarev, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, D. I. Sober, T. Waindzoeh, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1105.

- [97] T. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer, H. Theissen, Nucl. Instr. and Meth. A **153** (1978) 17.
- [98] C. Hutter, *Entwicklung einer Listmode-Datenaufnahme und erster Einsatz am Beispiel einer Polarimeter-Eichung bis 10 MeV*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TU-Darmstadt, 2001, unveröffentlicht.
- [99] Program WinTMCA, Target Systemelectronic GmbH, 1999.
- [100] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch, H. Wolters, Program Tv, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 2003.
- [101] T. Hartmann, *Dipol- und Quadrupolanregungen unterhalb der Neutronenschwelle im doppelt-magischen Kern ^{48}Ca* , Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TU-Darmstadt, 1999, unveröffentlicht.
- [102] S. Volz, *Bestimmung der Dipolstärke im semimagischen Kern ^{138}Ba nahe der Neutronenseparationsenergie*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TU-Darmstadt, 2001, unveröffentlicht.
- [103] D. Savran, *Dipol- und Quadrupolanregungen im Kern ^{45}Sc* , Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TU-Darmstadt, 2003, unveröffentlicht.
- [104] A. S. Group, GEANT 3.21, CERN programm Library Long Writeup **W5013**, 1994.
- [105] O. Hansen, H. B. Jensen, R. Chapman, S. Hinds, Nucl. Phys. **A128** (1969) 527.
- [106] D. H. White, R. E. Birkett, Phys. Rev. C **5** (1972) 513.
- [107] J. H. Bjerregaard, O. Hansen, Phys. Rev. **155** (1967) 1229.
- [108] J. H. Bjerregaard, O. Hansen, O. Nathan, R. Chapman, S. Hinds, R. Middleton, Nucl. Phys. **A103** (1967) 33.
- [109] R. J. Peterson, D. Perlmann, Nucl. Phys. **A117** (1968) 185.
- [110] J. C. Lombardi, R. N. Boyd, R. Arking, A. B. Robbins, Nucl. Phys. **A188** (1972) 103.
- [111] NNDC Online Data Service, ENSDF database, <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf/>, 2003.

- [112] G. Coleman, R. A. Meyer, Phys. Rev. C **13** (1976) 847.
- [113] W. Steffen, H. D. Gräf, W. Gross, D. Meuer, A. Richter, E. Spamer, O. Titze, W. Knüpfen, Phys. Lett. B **95** (1980) 23.
- [114] R. H. McCamis, T. N. Nasr, J. Birchall, N. E. Davison, R. F. Carlson, A. J. Cox, B. C. Clark, E. D. Cooper, S. Hama, R. L. Mercer, Phys. Rev. C **33** (1986) 1624.
- [115] R. F. Frosch, R. Hofstadter, J. S. McCarthy, G. K. Nöldeke, K. J. van Oostrum, M. R. Yearian, B. C. Clark, R. Herman, D. G. Ravenhall, Phys. Lett. B **174** (1968) 1380.
- [116] F. J. Hartmann, R. Schmidt, B. Ketzer, T. von Egidy, S. Wycech, R. Smolańczuk, T. Czosnyka, J. Jastrzebski, M. Kisieliński, P. Lubiński, P. Napiorkowski, L. Pieńkowski, A. Trzcińska, B. Klos, K. Gulda, W. Kurcewicz, E. Widmann, Phys. Rev. C **65** (2001) 014306.
- [117] A. Trzcińska, J. Jastrzebski, P. Lubiński, F. J. Hartmann, R. Schmidt, T. von Egidy, B. Klos, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 082501.
- [118] R. J. Powers, K. C. Wang, M. V. Hoehn, E. B. Shera, H. D. Wohlfahrt, R. Kunselmann, Nucl. Phys. **A336** (1980) 475.
- [119] A. Andl, K. Bekk, S. Göring, A. Hanser, G. Novicki, H. Rebel, G. Schatz, R. Thompson, Phys. Rev. C **26** (1982) 2194.
- [120] A.-M. Mårtensson-Pendrill, A. Ynnerman, H. Warston, L. Vermeeren, R. Silverans, A. Klein, R. Neugart, C. Schulz, P. Lievens **45** (1992) 4675.
- [121] H. Wohlfahrt, E. Shera, M. Hoehn, Y. Yamazaki, R. Steffen, Phys. Rev. C **23** (1981) 533.
- [122] S. Kamerdzhiev, J. Speth, G. Tertychny, Nucl. Phys. **A624** (1997) 328.
- [123] S. Kamerdzhiev, J. Speth, G. Tertychny, J. Wambach, M1 resonances in unstable magic nuclei, arXiv:nucl-th/9303001 v1 01Mar93, Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Jülich, 1993.
- [124] A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi-systems*, Wiley, New York, 1967.
- [125] S. Kamerdzhiev, E. Litvinova, Phys. At. Nucl., accepted, 2003.

- [126] S. Kamerdzhiev, private Mitteilung, 2003.
- [127] T. Hartmann, S. Kamerdzhiev, E. Litvinova, A. Zilges, in Vorbereitung, 2004.
- [128] J. J. Ressler, R. Krücken, C. W. Beausang, J. M. D'Auria, H. Amro, R. F. Casten, M. A. Caprio, G. Gürdal, C. Hutter, A. A. Hecht, D. Meyer, M. Sciaciatano, N. V. Zamfir, Nucl. Instr. and Meth. B **204** (2003) 141.
- [129] C. W. Beausang, C. J. Barton, M. A. Caprio, R. F. Casten, J. R. Cooper, R. Krücken, B. Liu, J. R. Novak, Z. Wang, M. Wilhelm, A. N. Wilson, N. V. Zamfir, A. Zilges, Nucl. Instr. and Meth. A **452** (2000) 431.
- [130] P. von Brentano, private Mitteilung, 2002.
- [131] M. A. Caprio, J. J. Ressler, Programm **CSCAN**, Wright Nuclear Structure Laboratory, Nuclear Structure group, Yale University, 2001.
- [132] S.-E. Karlsson, B. Svahn, H. Pettersson, G. Malmsten, E. Y. D. Aisenberg, Nucl. Phys. **A100** (1967) 113.
- [133] I. Adam, N. M. Antoneva, V. B. Brudanin, M. Budzynski, T. Vylov, V. A. Dzhashi, A. Zhumamuratov, A. I. Ivanov, V. G. Kalinnikov, A. Kugler, V. V. Kuznetsov, L. Z. Sik, T. M. Muminov, A. F. Novgorodov, Y. N. Podkopaev, Z. D. Shavgulidze, V. L. Chikhladze, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. **46** (1982) 2.
- [134] N. D. Dang, V. K. Au, T. Suzuki, A. Arima, Phys. Rev. C **63** (2001) 044302.
- [135] J. Bryssinck, L. Govor, D. Belic, F. Bauwens, O. Beck, P. von Brentano, D. D. Frenne, T. Eckert, C. Fransen, K. Govaert, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, V. Y. Ponomarev, V. Werner, Phys. Rev. C **59** (1999) 1930.
- [136] A. Gade, P. von Brentano, Phys. Rev. C **66** (2002) 014304.
- [137] K. Lindenberg, *Messung von Bremsstrahlungsintensitäten über den Kernphotoeffekt und Hochauflösende Gamma-Spektroskopie am Big-Bite-Spektrometer (KVI)*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TU-Darmstadt, 2003, unveröffentlicht.
- [138] N. Lawley, N. Dawson, G. D. Jones, I. G. Main, P. J. Mulhern, R. D. Symes, M. F. Thomas, Nucl. Phys. **A149** (1970) 95.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Isospin eines 2-Nukleonen-Systems	7
2.2	Zerfall des $ 2_1^+ \otimes 3_1^-; 1^- \rangle$ -Zustands	11
2.3	Schematische Darstellung von IVGDR und PDR	13
3.1	Anregung durch und Emission von Photonen	17
3.2	Winkelverteilung für reine Dipol- bzw. Quadrupolstrahlung (Theorie) . .	23
3.3	Segmentierung eines Compton-Polarimeters	24
3.4	Der Isospin im Protonenstreuexperiment (^{44}Ca)	29
4.1	Der supraleitende Elektronenbeschleuniger S-DALINAC	31
4.2	Schematischer Aufbau des KRF-Messplatzes am S-DALINAC	33
4.3	Foto von Bremstarget und Kollimator (KRF-Messplatz)	34
4.4	Foto des Aufbaus hinter dem Kollimator (KRF-Messplatz)	35
4.5	Vergleich der Spektren einer reinen $^{44}\text{Ca}(\gamma, \gamma')$ - und einer parasitär durchgeführten Messung bei $E_{\text{max}} = 9.9 \text{ MeV}$	38
4.6	Vergleich zweier Spektren-Ausschnitte bei 9.9 MeV bzw. 6.3 MeV Endpunktsenergie	39
4.7	Plot der Werte für $N_\gamma \cdot \varepsilon$ mit Fitgeraden	41
4.8	Bestimmung der Gesamtdrehimpulse in ^{44}Ca	42
4.9	KRF-Spektrum von ^{44}Ca	43
4.10	$B(E1)$ -Stärkeverteilung in ^{44}Ca	47
4.11	Stärkesystematik der Zwei-Phononen-Zustände verschiedener Kerne . . .	52
4.12	Nukleonenradien der fünf stabilen gg-Ca-Isotope	53
4.13	$B(E1)$ -Stärkevergleich der Isotope $^{40,44,48}\text{Ca}$	55

4.14	Vergleich von Theorie und Experiment bezüglich der Ausschöpfung der E1-EWSR	57
4.15	Vergleich der E1-Stärkeverteilungen von Theorie und Experiment für ^{40}Ca	59
4.16	Vergleich der E1-Stärkeverteilungen von Theorie und Experiment für ^{44}Ca	60
4.17	Vergleich der E1-Stärkeverteilungen von Theorie und Experiment für ^{48}Ca	61
5.1	Übersicht des Tandem-Beschleunigers ESTU am WNSL in Yale	63
5.2	Foto des Silizium-Detektor-Arrays	64
5.3	Foto des Experimentierplatzes am SASSYER-Aufbau	66
5.4	Hardware-Schaltplan des $(p, p'\gamma)$ -Experiments	69
5.5	Protonen-Rohspektrum des $(p, p'\gamma)$ -Experiments	70
5.6	Photonen-Rohspektrum des $(p, p'\gamma)$ -Experiments	71
5.7	Typisches TDC-Spektrum eines Teilchenzählers	73
5.8	Typisches TDC-Spektrum eines Clover-Detektors	74
5.9	Zeitspektrum zwischen koinzidenten Germanium- und Silizium-Signalen	75
5.10	Energiespektrum der Summe aus Protonen- und γ -Energie eines Events .	76
5.11	Evolution des Protonen-Spektrums mit einzelnen Schnitten	77
5.12	Evolution des Photon-Spektrums mit einzelnen Schnitten	78
5.13	Anregungsfunktion $^{140}\text{Ce}(p, p'\gamma)^{140}\text{Ce}$	81
5.14	Schematische Darstellung eines $(p, p'\gamma)$ -Experiments an ^{140}Ce	82
5.15	Zerfall des Zwei-Phononen-Zustands $(1_1^- \rightarrow 3_1^-)$	83
5.16	Zerfall des Zwei-Phononen-Zustands $(1_1^- \rightarrow 2_1^+)$	84
5.17	Effizienz des Clover-Arrays	85
5.18	Variation der Position des Schnitts der Protonenenergie	87
5.19	Systematik der Zwei-Phononen-Zerfälle in den N=82-Kernen	92
A.1	Anregungsfunktion $^{44}\text{Ca}(p, p'\gamma)^{44}\text{Ca}$	99

Tabellenverzeichnis

4.1	Parameter des KRF-Experiments an ^{44}Ca	36
4.2	Ergebnisse des KRF-Experiments an ^{44}Ca mit $E_{\text{max}}=9.9$ MeV	44
4.3	Aufzählung widersprechender Spinzubeisungen	46
4.4	Ergebnisse des KRF-Experiments an ^{44}Ca mit $E_{\text{max}}=6.3$ MeV	48
4.5	$B(M/E1)$ -Werte der einzelnen Übergänge in ^{44}Ca	49
4.6	Kandidaten für den Zwei-Phononen-Zustand in ^{44}Ca	51
4.7	Vergleich der $E1$ -Stärke der drei Isotope $^{40,44,48}\text{Ca}$	54
4.8	Vergleich experimenteller Ergebnisse mit theoretischen Berechnungen im ETFFS-Modell ($^{40,44,48}\text{Ca}$)	56
5.1	Eigenschaften der Halbleiterzähler	65
5.2	Event-Statistik	72
5.3	Daten zum Nachweis des Zwei-Phononen-Charakters	86
5.4	Ergebnisse des $(p, p'\gamma)$ -Experiments an ^{140}Ce	89
5.5	Eigenschaften der $N = 82$ -Kerne bzgl. des Zwei-Phononen-Zustands . . .	93
B.1	Neutronenlinien am Darmstädter (γ, γ') -Messplatz	100

Veröffentlichungen

Während meiner Zeit als Diplomand und wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der TU-Darmstadt entstanden folgende Veröffentlichungen:

- N. Ryezayeva, T. Hartmann, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, A. Shevchenko, S. Volz, and J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **89**, 272502 (2002).
Nature of low-energy electric dipole strength in nuclei: The case of a resonance at particle threshold in ^{208}Pb .
- C. Hutter, M. Babilon, W. Bayer, D. Galaviz, T. Hartmann, P. Mohr, S. Müller, W. Rochow, D. Savran, K. Sonnabend, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A489**, 247 (2002).
Polarization sensitivity of a segmented HPGe detector up to 10 MeV.
- A. Zilges, S. Volz, M. Babilon, T. Hartmann, P. Mohr, and K. Vogt, Phys. Lett. **B542**, 43 (2002).
Concentration of electric dipole strength below the neutron separation energy in $N=82$ nuclei.
- M. Babilon, W. Bayer, D. Galaviz, T. Hartmann, C. Hutter, P. Mohr, W. Rochow, K. Sonnabend, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges, Phys. Rev. **C66**, 028801 (2002).
Resonance strengths for the reaction $^{28}\text{Si}(\alpha, \gamma)^{32}\text{S}$.
- K. Vogt, P. Mohr, M. Babilon, W. Bayer, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, K. Sonnabend, S. Volz, and A. Zilges, Nucl. Phys. **A707**, 241 (2002).
Measurement of the (γ, n) cross section of the nucleus ^{197}Au close above the reaction threshold.
- M. Babilon, T. Hartmann, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges, Phys. Rev. **C65**, 037303 (2002).
Dipole and electric quadrupole excitations in ^{32}S .
- T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges, Phys. Rev. **C65**, 034301 (2002).
Dipole and electric quadrupole excitations in $^{40,48}\text{Ca}$.

- D. Belic, C. Arlandini, J. Besserer, J. de Boer, J. J. Carroll, J. Enders, T. Hartmann, F. Käppeler, H. Kaiser, U. Kneissl, E. Kolbe, K. Langanke, M. Loewe, H. J. Maier, H. Maser, P. Mohr, P. v. Neumann-Cosel, A. Nord, H. H. Pitz, A. Richter, M. Schuhmann, F. K. Thielemann, S. Volz, and A. Zilges,
Phys. Rev. **C65**, 035801 (2002).
Photo-induced depopulation of the $^{180}\text{Ta}^m$ isomer via low-lying intermediate states: Structure and astrophysical implications.
- K. Vogt, T. Hartmann, and A. Zilges,
Phys. Lett. **B517**, 255 (2001).
Simple parametrization of single- and two-nucleon separation energies in terms of the neutron to proton ratio N/Z .
- P. Mohr, T. Hartmann, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges,
Proceedings of the Conference “*International Nuclear Physics Conference INPC 2001*”, Berkeley, Ca, USA, July 29 - August 03, 2001, American Institute of Physics,
Electric dipole strength below the Giant Dipole Resonance.
- K. Vogt, P. Mohr, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz, and A. Zilges,
Phys. Rev. **C63**, 055802 (2001),
Measurement of the (γ, n) Reaction Rates of the Nuclides ^{190}Pt , ^{192}Pt , and ^{198}Pt .
- D. Belic, J. Besserer, C. Arlandini, J. de Boer, J. J. Carroll, J. Enders, T. Hartmann, F. Käppeler, H. Kaiser, U. Kneissl, M. Loewe, H. Maser, P. Mohr, P. v. Neumann-Cosel, A. Nord, H. H. Pitz, A. Richter, M. Schuhmann, S. Volz, and A. Zilges,
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A463**, 26 (2001),
The new photoactivation facility at the 4.3 MV Stuttgart DYNAMITRON: setup, performance, and first applications
- K. Lindenberg, F. Neumann, D. Galaviz, T. Hartmann, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges,
Phys. Rev. **C63**, 047307 (2001),
Half-Lives of Au, Hg, and Pb Isotopes from Photoactivation.
- M. Babilon, W. Bayer, K. Deneffle, J. Enders, D. Galaviz, T. Hartmann, C. Hutter, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges,
Nucl. Phys. **A690**, 272c (2001),
Nuclear Structure and Nuclear Astrophysics at a 10 MeV Bremsstrahlung Facility.

- P. von Neumann-Cosel, C. Arlandini, D. Belic, J. Besserer, J. de Boer, J. J. Carroll, J. Enders, T. Hartmann, F. Käppeler, H. Kaiser, U. Kneissl, M. Loewe, H. J. Mair, H. Maser, P. Mohr, A. Nord, H. H. Pitz, A. Richter, M. Schumann, S. Volz, and A. Zilges,
Nucl. Phys. **A688**, 237c (2001),
Photoactivation of ^{180m}Ta and s -Process Nucleosynthesis of Nature's Rarest Naturally Occuring Isotope.
- P. Mohr, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges,
Nucl. Phys. **A688**, 82c (2001),
 (γ, n) Reactions in a Quasi-Thermal Photon Bath.
- T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges,
Phys. Rev. Lett. **85**, 274 (2000); Erratum Phys. Rev. Lett. **86**, 4981 (2001),
Measurement of the Dipole and Electric Quadrupole Strength Distributions up to 10 MeV in the Doubly Magic Nuclei ^{40}Ca and ^{48}Ca .
- P. Mohr, K. Vogt, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz, and A. Zilges,
Phys. Lett. **B488**, 127 (2000),
Experimental Simulation of a Stellar Photon Bath by Bremsstrahlung: The astrophysical gamma-process.
- P. Mohr, C. Hutter, K. Vogt, J. Enders, T. Hartmann, S. Volz, and A. Zilges,
Eur. Phys. J. A **7**, 45 (2000),
Half-Lives of Platinum Isotopes from Photoactivation.
- T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges,
Proceedings of the Conference “*Structure of the Nucleus at the Dawn of the Century*”, Bologna, Italy, May 29 - June 03, 2000, World Scientific (Singapore),
Pygmy Resonances in ^{40}Ca and ^{48}Ca from Nuclear Resonance Fluorescence.
- P. Mohr, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, K. Vogt, S. Volz, and A. Zilges,
Proceedings of the Conference “*Structure of the Nucleus at the Dawn of the Century*”, Bologna, Italy, May 29 - June 03, 2000, World Scientific (Singapore),
Quasi-thermal photon bath from bremsstrahlung.

- D. Belic, C. Arlandini, J. Besserer, J. de Boer, J. J. Carroll, J. Enders, T. Hartmann, F. Käppeler, H. Kaiser, U. Kneissl, M. Loewe, H. J. Maier, H. Maser, P. Mohr, P. von Neumann-Cosel, A. Nord, H. H. Pitz, A. Richter, M. Schumann, S. Volz, and A. Zilges,
Phys. Rev. Lett. **83**, 5242 (1999),
Photoactivation of $^{180}\text{Ta}^m$ and Its Implications for the Nucleosynthesis of Nature's Rarest Naturally Occurring Isotope.
- P. Mohr, J. Enders, T. Hartmann, H. Kaiser, D. Schiesser, S. Schmitt, S. Volz, F. Wis-
sel, and A. Zilges,
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A423**, 480 (1999),
*Real photon scattering up to 10 MeV: The improved facility at the Darmstadt elec-
tron accelerator S-DALINAC*
- D. Belic, C. Arlandini, J. Besserer, J. de Boer, J. Enders, T. Hartmann, F. Käppeler,
H. Kaiser, U. Kneissl, M. Loewe, H. J. Maier, H. Maser, P. Mohr, P. von Neumann-
Cosel, A. Nord, H. H. Pitz, A. Richter, M. Schumann, S. Volz, and A. Zilges,
Proceedings of the Conference “*The Nucleus: New physics for the new Millenium*”,
Cape Town, South Africa, January 18 - 22, 1999,
Photoactivation of ^{180m}Ta at astrophysically relevant energies.

Danksagung

Die Anfertigung dieser Arbeit wäre ohne die Unterstützung vieler Personen in unterschiedlichsten Arbeits- und Lebensbereichen nicht möglich gewesen. Ihnen an dieser Stelle zu danken ist mir eine besondere Ehre.

Zunächst ist es mir ein Bedürfnis Herrn Prof. Dr. Andreas Zilges für die Betreuung während meiner Zeit als Miniforscher, Diplomand und Doktorand, die Möglichkeit, Konferenzen und Workshops zu besuchen und sein Engagement bei Planung und Durchführung vieler Experimente in unterschiedlichsten Labors zu danken. Sein Enthusiasmus bezüglich Fragen der Physik und seine ständige Ansprechbereitschaft haben mich im Laufe dieser Arbeit stets motiviert.

Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Achim Richter danke ich für die Übernahme des Korreferats und die Aufnahme in die Beschleunigergruppe des S–DALINAC.

Bei Herrn Priv.-Doz. Dr. Peter Mohr möchte ich mich für seine schnelle und bereitwillige Hilfe bei der Vielzahl experimenteller Probleme bzw. der Unterstützung bei der Analyse und Interpretation der gewonnenen Daten bedanken.

Den Kollegen meiner Arbeitsgruppe namentlich Herrn Dipl.-Phys. Daniel Galaviz Redondo, Frau Kerstin Sonnabend, Herrn Dipl.-Phys. Mario Babilon, Herrn Dipl.-Phys. Deniz Savran, Herrn Wolfgang Bayer, Herrn cand.-phys. Arno Kretschmer, Herrn Dipl.-Phys. Kai Lindenberg, Herrn cand.-phys. Sebastian Müller, Herrn Dipl.-Phys. Karsten Vogt und Herrn Dipl.-Phys. Stephan Volz danke ich für die beispielhafte Unterstützung, das sehr gute Arbeitsklima und die jederzeit interessanten, kontroversen und vielseitigen Diskussionen.

Desweiteren danke ich meinen Kollegen der Beschleunigergruppe, Herrn Dr. H.-D. Gräf, Herrn Dipl.-Phys. Ulrich Laier, Herrn Dipl.-Phys. Steffen Watzlawik, Herrn Dr. Mykhaylo Gopych und Herrn Dipl.-Phys. Markus Platz für die sehr gute Zusammenarbeit und das Engagement während der KRF-Experimente.

Dem Sekretariat in Gestalt von Frau Sobota und Frau Umberti bin ich für die immer freundliche, tatkräftige und verlässliche Mithilfe bei allen organisatorischen und verwaltungstechnischen Problemen sehr dankbar.

Den Werkstätten des Instituts danke ich für die jederzeit prompte Erledigung der Aufträge und die konstruktive Mitarbeit, die für die Bearbeitung meiner Sonderwünsche notwendig war.

Allen weiteren, hier nicht namentlich aufgeführten Mitarbeitern des Instituts möchte ich für das angenehme Arbeitsklima und die gute Zusammenarbeit während meiner Zeit am Institut recht herzlich danken.

Meinen Eltern und meiner Schwester danke ich für den Rückhalt und die Unterstützung, die sie mir in schwierigen Zeiten entgegen gebracht haben. Diese Arbeit ist auch ihr Verdienst.

Sehr dankbar bin ich meinen Freunden, insbesondere Herrn Dipl.-Phys. Karsten Dressbach, Herrn Dipl.-Ing. Holger Heil, Frau Dipl.-Ing. Sonja Dressbach und Herrn Dipl.-Ing. (FH) Markus Zundel. Sie waren für mich da, wenn ich sie brauchte.

Auch wenn sie es (noch) nicht lesen kann: Meiner Tochter Luzie, die durch ihr Lachen Licht in mein Leben bringt, bin ich unendlich dankbar dafür, dass es sie gibt.

“Dein Gesicht ist eine Welt, deren Umriß mir gefällt...”.

Diese Arbeit wurde unterstützt durch Mittel der DFG unter Zi 510/2-2, FOR 272/2-2 und SFB 634 bzw. des DOE unter DE-FG02-91ER-40609.

Lebenslauf

Persönliche Daten

geboren am 20. August 1973 in Frankfurt am Main

Eltern: Marie-Luise und Kurt Hartmann

Familienstand: ledig, eine Tochter

Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung

Aug. 1980 – Juli 1984 Grundschule, Hasselroth

Aug. 1984 – Juni 1993 Grimmelshausen Gymnasium, Gelnhausen

Juni 1993 Abitur

Jul. 1993 – Sept. 1994 Zivildienst

Hochschulbildung

Okt. 1994 – Jan. 2000 Studium der Physik (Diplom)
an der Technischen Hochschule Darmstadt
(heute: Technische Universität)

Sept. 1996 Diplom–Vorprüfung

Jan. 2000 Diplom–Hauptprüfung

Mär. 1999 – Dez. 1999 Diplomarbeit am Institut für Kernphysik
Thema: “Dipol- und Quadrupolanregungen unterhalb der Neutronenschwelle im doppelt-magischen Kern ^{48}Ca ”

Jan. 2000 Studienabschluß mit Diplom

seit Feb. 2000 Doktorand (Wissenschaftlicher Angestellter)
am Institut für Kernphysik
der Technischen Universität Darmstadt

Erklärung

Die vorliegende Arbeit stellt meinen ersten Promotionsversuch dar; sie ist von mir selbstständig verfaßt. Überall dort, wo ich die Gedanken und Ideen anderer verwendet oder entlehnt, mich auf fremde Kenntnisse in Wort oder Schrift gestützt habe, habe ich dies kenntlich gemacht und die verwendeten Quellen angegeben.

Darmstadt, im November 2003

(Timo Hartmann)